

Міністерство освіти і науки України
Вінницький національний технічний університет

В. Г. Петрук, І. В. Васильківський, С. М. Кватернюк

**ДИСТАНЦІЙНИЙ СПЕКТРОПОЛЯРИМЕТРИЧНИЙ
КОНТРОЛЬ ПОЛІДИСПЕРСНИХ АЕРОЗОЛЬНИХ
СЕРЕДОВИЩ В ЕКОЛОГІЧНОМУ МОНІТОРИНГУ**

Монографія

Вінниця
ВНТУ
2016

УДК 504.064.38
ББК 26.222
П86

Рекомендовано до друку Вченою радою Вінницького національного технічного університету Міністерства освіти і науки України (протокол № 2 від 26.09.2013 р.)

Рецензенти:

А. П. Іванов, доктор фізико-математичних наук, професор

В. Д. Погребенник, доктор технічних наук, професор

В. Ю. Кучерук, доктор технічних наук, професор

Петрук, В. Г.

П86 Дистанційний спектрополяриметричний контроль полідисперсних аерозольних середовищ в екологічному моніторингу : монографія [Електронний ресурс] / В. Г. Петрук, І. В. Васильківський, С. М. Кватернюк. – Вінниця : ВНТУ, 2016. – 187 с.

ISBN 978-966-641-659-2 (PDF)

Монографію присвячено підвищенню вірогідності контролю забруднення атмосфери промисловим пилом та аерозолем. Здійснено аналіз сучасного стану систем контролю і локації полідисперсних середовищ. Досліджено математичні моделі розповсюдження лазерного випромінювання в полідисперсних аерозольних середовищах. Розроблено автоматизовану контрольну-вимірювальну систему для локації і контролю полідисперсних аерозольних середовищ та її метрологічне забезпечення. Розроблено мультиспектральні методики локації і контролю забруднення.

УДК 504.064.38

ББК 26.222

ISBN 978-966-641-659-2 (PDF)

© В. Петрук, І. Васильківський, С. Кватернюк, 2016

ЗМІСТ

ВСТУП.....	6
1 АНАЛІЗ СУЧАСНОГО СТАНУ СИСТЕМ КОНТРОЛЮ І ЛОКАЦІЇ ПОЛІДИСПЕРСНИХ АЕРОЗОЛЬНИХ СЕРЕДОВИЩ.....	8
1.1 Принцип дії систем лідарного зондування і локації	8
1.2 Лазери та прийомні телескопи для лідарів.....	9
1.3 Системи реєстрації систем лідарного зондування і локації	11
1.4 Джерела шуму та методи покращення відношення сигнал/шум... ..	12
1.5 Вплив турбулентності неоднорідного атмосферного середовища на характеристики ехосигналу.....	14
2 АНАЛІЗ РІВНЯННЯ ЛАЗЕРНОГО ЗОНДУВАННЯ ПОЛІДИСПЕРСНИХ АЕРОЗОЛЬНИХ СЕРЕДОВИЩ	
3 ДОПОМОГОЮ ЛІДАРА	17
2.1 Способи опису поляризаційних характеристик розсіяного випромінювання	17
2.2 Формування спектрополяризаційних характеристик у полідисперсних аерозольних середовищах	23
2.3 Рівняння переносу поляризованого випромінювання.....	25
2.4 Векторні рівняння наближеної моделі розсіювання	30
2.5 Лідарне рівняння для однократного розсіювання	33
2.6 Трансформація лазерного випромінювання в атмосфері	35
2.7 Лазерне зондування атмосферних аерозолів.....	37
3 МАТЕМАТИЧНІ МОДЕЛІ РОЗПОВСЮДЖЕННЯ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ В ПОЛІДИСПЕРСНИХ АЕРОЗОЛЬНИХ СЕРЕДОВИЩАХ	39
3.1 Математична модель поглинання лазерного випромінювання атмосферними газами.....	39
3.2 Математична модель розсіяння лазерного випромінювання в атмосфері	42
3.3 Математична модель розсіяння світла аерозольними частками....	44
3.4 Спектральна прозорість атмосферних аерозольних утворень	51
4 МОДЕЛЮВАННЯ РЕЖИМУ РОБОТИ ЛІДАРА КОМБІНАЦІЙНОГО РОЗСІЮВАННЯ ВИПРОМІНЮВАННЯ	55
4.1 Дистанційна спектроскопія комбінаційного розсіяння світла.....	55
4.2 Характеристика КР-лідарів	57
4.3 Моделювання режиму роботи КР-лідара	61
5 ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА МЕТОДИКА ЛАЗЕРНОГО ЗОНДУВАННЯ І ЛОКАЦІЇ.....	63
5.1 Виведення і аналіз рівняння лазерного зондування.....	63
5.2 Геометрична функція лідара.....	67
5.3 Методика логарифмічної похідної.....	74

5.4	Методика пошарового відновлення	74
5.5	Методика ітераційного алгоритму	75
5.6	Методика похилих трас	75
5.7	Методика квадратурного або інтегрального накопичення.....	76
6	РОЗРОБКА АВТОМАТИЗОВАНОЇ КОНТРОЛЬНО- ВИМІРЮВАЛЬНОЇ СИСТЕМИ ДЛЯ ЛОКАЦІЇ І КОНТРОЛЮ ПОЛІДИСПЕРСНИХ АЕРОЗОЛЬНИХ СЕРЕДОВИЩ.....	85
6.1	Лідарні системи різного базування	85
6.2	Лазери та прийомні телескопи для лідарів.....	91
6.3	Системи реєстрації систем лідарного зондування.....	94
6.4	Джерела шуму та методи покращення відношення сигнал–шум..	95
7	МЕТРОЛОГІЧНЕ ЗАБЕЗПЕЧЕННЯ СИСТЕМ ДИСТАНЦІЙНОГО (ЛІДАРНОГО) КОНТРОЛЮ ПОЛІДИСПЕРСНИХ АЕРОЗОЛЬНИХ СЕРЕДОВИЩ.....	99
7.1	Калібрування і юстування лідарних систем.....	99
7.2	Визначення геометричної функції	100
7.3	Визначення сталої калібрування	102
7.4	Визначення функції нелінійності прийомного тракту	104
8	МАТЕМАТИЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ІНДИКАТРИС РОЗСІЮВАННЯ ПОЛІДИСПЕРСНИХ АЕРОЗОЛЬНИХ СЕРЕДОВИЩ	105
8.1	Аналіз рівняння лазерного зондування атмосфери з допомогою лідара.....	105
8.2	Лідарне рівняння для однократного розсіювання	105
8.3	Трансформація лазерного випромінювання в атмосфері	108
9	ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ ІНДИКАТРИС РОЗСІЮВАННЯ ПОЛІДИСПЕРСНИХ АЕРОЗОЛЬНИХ СЕРЕДОВИЩ ДЛЯ ЕКОЛОГІЧНОГО МОНІТОРИНГУ	110
9.1	Характеристика приземного шару атмосфери.....	110
9.2	Фізичні параметри атмосфери	112
9.3	Характеристика систем лідарного контролю атмосфери	113
9.4	Застосування лідарних систем екологічного моніторингу атмосфери	115
9.5	Лідарні дослідження стандартних параметрів атмосфери	118
9.5.1	Вимірювання стандартних параметрів атмосфери	118
9.5.2	Характеристика точності визначення температури атмосфери	120
9.5.3	Характеристика точності вимірювання густини атмосфери	121
9.6	Визначення концентрації забруднення атмосфери	122
9.7	Лідарний екологічний моніторинг атмосферного аерозолю.....	123
9.7.1	Лазерне зондування атмосферних аерозолів	124

9.7.2 Прозорість атмосфери в чистих і забруднених районах	125
9.7.3 Аналіз структури атмосферного аерозолю	128
10 ОБРОБКА ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ РЕЗУЛЬТАТІВ ЛОКАЦІЇ З УРАХУВАННЯМ ЕФЕКТИВ РОЗСІЮВАННЯ	130
10.1 Залежність коефіцієнта послаблення від масової концентрації аерозолю	130
10.2 Експериментальні дослідження коефіцієнта μ	133
10.3 Визначення просторового розподілу аерозольних забруднень	137
10.4 Використання лідарів для оцінки викидів локальними джерелами	138
10.5 Застосування лідарів для зондування щільних аерозольних утворень	140
10.6 Використання двократного розсіювання для оцінки параметрів щільних аерозольних утворень	140
11 ВИВЧЕННЯ ЗАЛЕЖНОСТЕЙ ОПТИЧНИХ ПАРАМЕТРІВ ПОЛІДИСПЕРСНИХ АЕРОЗОЛЬНИХ СЕРЕДОВИЩ ВІД ВПЛИВНИХ ФАКТОРІВ	144
11.1 Оцінка мікрофізичних параметрів часток методом багатохвильового зондування	144
11.2 Вплив температурних інверсій на поширення аерозольних забруднень	148
11.3 Використання деполяризації ехосигналу для селекції типів аерозолів	150
12 РОЗРОБКА СПЕЦІАЛЬНИХ МЕТОДИК ДЛЯ ЛОКАЦІЇ І КОНТРОЛЮ ЗАБРУДНЕННЯ АТМОСФЕРИ АЕРОЗОЛЯМИ	152
12.1 Теоретична основа мультиспектрального і Раманівського розсіювання аерозолю	152
12.2 Обробка мультиспектрального і Раманівського лідарних вимірів	155
12.3 Методика мультиспектрального лідарного зондування	158
12.4 Алгоритми обчислення функції розподілу часток аерозолю по розмірах, рахункової й масової концентрації аерозолю	162
12.4.1 Процедура калібрування сигналів лідара	163
12.4.2 Математична обробка мультиспектральних лідарних сигналів	164
12.4.3 Відновлення функції розподілу часток аерозолю за розмірами	166
12.4.4 Представлення функції розподілу аерозолю	168
12.5 Застосування методу оптимальної параметризації	169
ВИСНОВКИ	175
ЛІТЕРАТУРА	178

ВСТУП

Багатокомпонентні газові суміші і потоки широко поширені в природі і відіграють важливу роль в багатьох сучасних технологіях. Складність існуючих методів дослідження і контролю газових багатокомпонентних сумішей вимагає ретельної оцінки їх можливостей і меж застосування, а головне – правильного вибору і експериментальної реалізації оптимального методу вимірювання параметрів газової суміші для кожного конкретного завдання, зокрема для таких галузей, як енергогенеруючої, машинобудівної, хімічної, а головне – для охорони навколишнього середовища.

Розв'язання рівняння переносу випромінювання для неоднорідних середовищ є важким математичним завданням, і розробка методів розв'язання складає спеціальний розділ математичної фізики. В останні роки досягнутий істотний прогрес у розвитку чисельних методів розв'язання рівняння переносу випромінювання, найбільш поширеним з яких є метод Монте-Карло та ін. Проте при розв'язанні великої кількості прикладних завдань перевага при розв'язанні рівняння перенесення віддається наближеним методам.

Розв'язання рівняння переносу випромінювання є досить складною математичною задачею, і розроблення методів розв'язання складає спеціальний розділ математичної фізики. Методи лазерного зондування атмосфери розглянуті в роботах таких іноземних авторів, як Е. Д. Хінклі, Р. Межериса, В. М. Захарова, С.С. Хмелевцова, В. Е. Зуєва, В. В. Зуєва, А. П. Іванова, А. П. Чайковського, Ю. М. Андрєєвої, В. Г. Воеводіна та інших, що зробили вагомий внесок у розвиток теоретичних та методологічних засад засобів локації та контролю неоднорідних середовищ.

Розповсюдження лазерного випромінювання в атмосфері супроводжується великим набором явищ лінійної і нелінійної взаємодії, жодне з яких не виявляється окремо. За якісними ознаками вказані явища можна розділити на такі основні групи: рефракція променів лазерного пучка; поглинання енергії лазерного пучка атмосферними газами; розсіяння енергії лазерного пучка частками аерозолів на флуктуаціях густини повітря; флуктуації параметрів лазерних пуч-

ків, обумовлені атмосферною турбулентністю тощо. В той же час кожна з цих груп має чіткі специфічні особливості, які повинні враховуватися при відповідних теоретичних і експериментальних дослідженнях.

Моніторинг забруднення великих об'ємів атмосферного середовища неможливо здійснити тільки традиційними, класичними методами, які подають інформацію тільки із обмежених в окремих реперних точках на невеликому числі станцій і, як правило, у приземному шарі.

Відомі засоби локації і контролю неоднорідних середовищ є громіздкими, переважно працюють у ручному режимі, мають низькі точність, достовірність та швидкодію.

Лідари (лазерні локатори) відкривають принципово нові можливості для дослідження складу атмосфери та вивчення процесів, які в ній відбуваються, задач кліматології, екології, трансграничного переносу забруднень тощо.

У багатьох практичних задачах лідар може виступати як індикатор: надзвичайної ситуації, пожежі, виявлення джерел викидів, поширення в просторі викидів підприємств. Крім цього, лазерна локація і зондування має низку переваг перед традиційними методами контролю забруднення повітря, а саме: великий просторовий об'єм контрольованого атмосферного середовища по вимірюваному компоненту, неконтактність, експресність, скритність (якщо мова йде, зокрема, про ІЧ-зондування) та безперервність здійснюваного контролю.

1 АНАЛІЗ СУЧАСНОГО СТАНУ СИСТЕМ КОНТРОЛЮ І ЛОКАЦІЇ ПОЛІДИСПЕРСНИХ АЕРОЗОЛЬНИХ СЕРЕДОВИЩ

1.1 Принцип дії систем лідарного зондування і локації

Лідар в загальному випадку складається з таких основних частин: лазера, передавальної оптичної схеми, приймального телескопа, спектроаналізатора, фотоприймача і електронної вимірювальної системи. Імпульс лазерного випромінювання, сформований оптикою (телескопом або іншим об'єктивом для зменшення розсіювання променя), спрямовується на мішень. Частина лазерного випромінювання використовується для створення опорного сигналу і для контролю довжини хвилі в тих випадках, коли це необхідно. Опорний сигнал задає початок відліку часу, а його амплітуда – енергію лазерного імпульсу. Випромінювання, розсіяне мішенню назад, збирається приймальним телескопом і через спектроаналізатор потрапляє на фотоприймач. Вибір фотоприймача визначається спектральною областю вимірювань, яка залежить від використовуваного лазера і методу зондування. Електричний сигнал з фотоприймача обробляється вимірювальною системою за заданим алгоритмом. Спектроаналізатор призначений для виділення інтервалу довжин хвиль, в якому проводяться вимірювання, і відсічки фонового випромінювання на інших довжинах хвиль. Він може бути виконаний у вигляді монохроматора, поліхроматора або вузькосмугового інтерференційного світлофільтра. У основі методів лазерного зондування лежать такі процеси взаємодії лазерного випромінювання з речовиною:

- розсіяння Мі на аерозольних частинках;
- молекулярне релеївське розсіяння;
- комбінаційне розсіяння (КР);
- флуоресценція (люмінесценція), у тому числі і резонансна; резонансне поглинання;
- диференціальне поглинання і розсіяння (ДПР).

Існують дві основні оптичні схеми лідарів [1, 2]. У бістатичній схемі лазер і приймальний телескоп рознесені на деяку відстань для того, щоб досягти високої просторової роздільної здатності при зондуванні. На сьогодні така схема використовується рідко, оскільки лазери наносекундних імпульсів можуть забезпечити просторову роздільну здатність порядку декількох метрів при використанні моностатичної схеми, якій і віддається перевага. В останньому випадку лазер і приймальний телескоп встановлюються в одному місці. Моностатич-

ний лідар може мати як коаксіальне, так і біаксіальне розташування. У коаксіальній схемі вісь лазерного променя збігається з оптичною віссю приймального телескопа, тоді як в біаксіальній схемі ці осі паралельні, і лазерний промінь входить у поле зору приймального телескопа тільки на деякій заздалегідь встановленій відстані. Остання схема, хоч і дозволяє уникнути проблеми розсіяного випромінювання із ближньої зони і перенасичення фотоприймача, але, все ж таки, є менш ефективною у порівнянні з коаксіальною схемою. Проблема ближньої зони в коаксіальній схемі вирішується замиканням фотоприймача за допомогою модулятора або швидкого механічного затвору.

Отже, аналіз численних наукових джерел з лазерного зондування атмосферного середовища дозволяє зробити висновок про те, що найбільшого поширення сьогодні набули системи лідарного контролю з моностаціональною біаксіальною оптичною схемою.

1.2 Лазери та прийомні телескопи для лідарів

Для дистанційного зондування становлять інтерес лазери, які здатні генерувати спектрально обмежені імпульси випромінювання наносекундної тривалості високої потужності й невеликої кутової розбіжності. У тих випадках, коли сигнал є дуже слабким, необхідна також досить висока частота повторення імпульсів. Все різноманіття лазерів, які можуть бути застосовані для зондування атмосфери, наведене в [2–4]. Ще більш широкі можливості по застосуванню лазерів відкриваються при використанні генерації вищих гармонік, параметричної конверсії або комбінаційного зсуву лазерів, які створюються, на барвниках. Застосування модуляції добротності дає можливість одержувати пікову потужність 1–40 МВт при тривалості імпульсу 10–30 нс. Прийнятними для дослідження є тільки мінімальні кути розбіжності пучка, а частота повторення імпульсів близько 10 Гц. Подвоєння або потроєння частоти досягається за рахунок застосування відповідних нелінійних кристалів. Ефективність перетворення залежить від оптичної якості кристалу, довжини хвилі, інтенсивності і ступеня когерентності лазерного пучка. Верхня межа ККД перетворення може досягати 70 % .

Клас газових лазерів найбільш різноманітний: у нього входять самі коротко- і довгохвильові лазери, лазер з найвищим ККД і найбільш потужний безперервний лазер. CO₂-лазер низького тиску генерує імпульси з енергією 1–10 Дж і частотою повторення до 10 Гц і може досягати ККД 30 %. У перших КР-лідарах використовувався і азотний лазер. Для дистанційного зондування становлять інтерес ексимерні лазери на молекулах ХеCl і KrF, тому що довжини хвиль їхнього випромінювання

лежать в УФ-області спектра (менше 308 нм), тривалості імпульсів 10–20 нс з енергією до 0,5 Дж [1].

Широке застосування імпульсних газових лазерів на парах міді в спектроскопічних експериментах дозволяє зробити припущення про можливості їхнього використання в лазерних системах дистанційного зондування і контролю. Такий імпульсно-періодичний мідний лазер дозволив авторам [5–8] одержати такі характеристики: безперервна сумарна потужність на довжинах хвиль 510,6 й 578,2 нм – 43,5 Вт при частоті проходження імпульсів 20 кГц і імпульсна потужність – 200 кВт при тривалості імпульсу 10 нс. У роботі [2] наводиться значення пікової потужності 130 кВт на довжині хвилі 510,6 нм, а також потужність другої гармоніки в УФ-області спектра на довжині хвилі 289,1 нм 75 мВт при потужності першої гармоніки 1 Вт (ККД перетворення 7,5 %). Отже, можна одержати лазерні імпульси тривалістю 10 нс із частотою проходження до 20 кГц на довжинах хвиль 510,6, 255,3, 578,2, 289,1 нм і сумарної частоти 271,2 нм із відповідними піковими потужностями 130, 9, 150, 11 й 10 кВт.

Всі імпульсні лазери на барвниках можна розділити на два окремих класи: з накачуванням імпульсною лампою й імпульсним твердотільним лазером. Причому перебудова й звуження спектральної лінії випромінювання таких лазерів досягається шляхом застосування дифракційних решіток або інших дисперсійних елементів. Лазери із накачуванням імпульсною лампою можуть генерувати імпульси тривалістю 0,1–10 мкс з перебудовою в діапазоні 300–700 нм і піковою потужністю більше 1 МВт. У тих випадках, коли потрібні більше короткі (1–20 нс) лазерні імпульси, що перебудовуються, накачування барвника здійснюється за допомогою твердотільного лазера з модуляцією добротності або імпульсного газового лазера.

Застосування напівпровідникових лазерів в спектроскопічних експериментах дозволяє зробити припущення про можливості їхнього використання й у системах дистанційного зондування. Створення блакитного лазерного діода з такими характеристиками: квазібезперервна потужність на довжині хвилі 419 нм 135 МВт при частоті проходження імпульсів 20 кГц і імпульсній потужності 5 Вт при тривалості імпульсу 100 нс – відкриває нові перспективи в цьому напрямку. Отже, можна одержати лазерні імпульси тривалістю 100 нс із частотою проходження до 200 кГц на довжинах хвиль 419, 678, 780 й 820 нм і з піковими потужностями до 100 Вт.

До головних переваг напівпровідникових лазерів варто віднести невеликі розміри й експлуатаційну надійність конструкції, пряме елек-

тричне збудження із можливою швидкою перебудовою довжини хвилі за рахунок зміни густоти струму, високий ККД (більше 50 %, у інжекторних наближається до 80 %) і широкий спектральний діапазон (0,4–34 мкм). Однак їх відрізняє невелика пікова потужність (до 100 Вт) і велика розбіжність променя [3, 4]. Але висока частота проходження імпульсів дозволяє при реєстрації лідарного сигналу скоротити час нагромадження імпульсів при збереженні дистанції зондування.

Основними елементами прийомної оптики в цей час є телескопи типу Ньютона й Кассегрена. У біаксіальних схемах широко використовуються телескопи Ньютона. Сполучення компактності й великої фокусної відстані сприяє кращому поширенню телескопів Кассегрена. Використання в телескопах пластмасових френелівських лінз великого діаметра робить їх недорогими, легкими і компактними, що становить інтерес для розробки мобільних лідарів. Розмір апертури телескопа суттєво залежить від використовуваного методу і довжини траси зондування. Найбільші конструктивні вимоги пред'являються в лідарах КР, коли доводиться застосовувати телескопи із головним дзеркалом до 1 м.

1.3 Системи реєстрації систем лідарного зондування і локації

Сигнал фотоприймача може піддаватися аналоговій або цифровій обробці [1]. Раніше використовувався аналоговий підхід, при якому сигнал зворотного розсіювання відтворювався на широкосмуговому осцилографі як функція часу затримки, пропорційна відстані, яка потім фотографувалася. Далі фотографії оброблялися вручну або на ЕОМ. Після подання осцилограм у цифровому виді. Використання АЦП із високою швидкодією і різними вимірювальними системами на базі персональних комп'ютерів дозволило проводити обробку даних у реальному масштабі часу.

Зростання сигналу зворотного розсіювання на початковій ділянці траси зондування обумовлено звичайно некоаксіальністю оптичної схеми: із збільшенням відстані зростає перекивання конусу зору приймального телескопа лазерним променем. Подальше зменшення сигналу пов'язане, головним чином, із геометричним фактором. У випадку високої прозорості атмосфери сигнал спадає обернено-пропорційно квадрату відстані. Залежність R^{-2} приводить до того, що динамічний діапазон сигналу становить кілька порядків величини амплітуди. Для того, щоб стиснути цей динамічний діапазон, можна використовувати перемикання коефіцієнтів підсилення, логарифмічні підсилювачі й керування посиленням фотоприймачів за законом t^2 [2]. Крім цього можна за-

стосовувати й оптичні методи, наприклад, прийомну систему зі змінною фокусною відстанню [2–5]. Коли сигнал зворотного розсіювання є дуже слабким, як в експериментах по КР або при дослідженні верхніх шарів атмосфери, необхідно працювати в режимі нагромадження сигналу. Для цього випадку звичайно використовується режим підрахунку фотонів, коли реєструються й підраховуються імпульси струму при детектуванні окремих фотонів. Такий підхід природно сполучається із цифровою обробкою результатів вимірів.

Отже, із розглянутих систем реєстрації лідарного сигналу в діапазоні слабких сигналів перевагу варто віддати системам, які працюють у режимі підрахунку окремих фотонів і режимі нагромадження.

1.4 Джерела шуму та методи покращення відношення сигнал/шум

При дистанційному зондуванні і контролі вкрай важливим є питання відношення інформативного сигналу до шуму [1, 2]. Шум у цьому випадку може мати оптичну або теплову природу. Найбільш важливими є чотири типи шуму:

- шум сигналу (квантовий шум) за рахунок статистичних флуктуацій випромінювання лазера;
- шум фонового випромінювання за рахунок статистичних флуктуацій фонового випромінювання;
- шум темного струму фотоприймача за рахунок термічної генерації носіїв струму при відсутності оптичного сигналу;
- тепловий шум радіоелектронної апаратури.

При роботі в денний час сонячна радіація, розсіяна атмосферою або підстилаючою поверхнею землі, може перевищувати всі інші форми шуму. Необхідно також мати на увазі, що у випадку КР або флуоресценції до фонового випромінювання варто віднести й розсіяне лазерне випромінювання.

Енергію фонового випромінювання, що падає на фотоприймач через прийомну оптику за час детектування, можна оцінити, знаючи спектральну яскравість сонячної радіації. До довжини хвилі 300 нм цей фон різко падає через поглинання радіації озонним шаром Землі. Більш плавно падаюча крива сонячної спектральної яскравості в ІК-діапазоні порізана численними смугами поглинання молекул газів. Другий максимум із центром біля 10 мкм обумовлений тепловим фооновим випромінюванням.

У випадку бортових лідарів, що приймають випромінювання знизу, варто враховувати відбиту й розсіяну радіацію, що йде знизу від земної поверхні або поверхні океану. Для того, щоб зменшити потік фонової

радіації, смуга пропускання спектроаналізатора завжди вибирається настільки малою, щоб вона була близькою до спектральної ширини вимірюваного сигналу. Майже у всіх випадках розсіювання ця спектральна смуга пропускання є настільки вузькою, що зміною спектральної яскравості в інтервалі довжин хвиль, у якому проводиться вимірювання, можна знехтувати. Звичайно спектроаналізатор характеризується функцією пропускання, яку можна інтерпретувати як ефективну ширину смуги пропускання [1].

Шум, пов'язаний із фотоприймачем, обумовлений декількома факторами: його типом, характеристиками фотокатода, робочим коефіцієнтом підсилення, а також можливостями використання конкретного фотоприймача. Домінуючий механізм цього шуму визначається виходом із фотокатода окремих електронів під час відсутності падаючого світла. Цей темновий струм обумовлений тепловими й автоемісійними процесами й може досягати 10^{-13} А при кімнатній температурі. Охолодження фотодетектора – розповсюджений метод зниження цього шуму.

Широке застосування в лазерних системах зондування і контролю в якості фотоприймачів у видимій області спектра одержали фотоелектронні помножувачі (ФЕП). Незважаючи на те, що вирази для відношення сигнал/шум ФЕП не враховують низку ефектів: темновий струм динодів, вплив природної радіації – їх можна використати для аналізу можливостей підвищення відношення сигнал/шум. В першу чергу, це відношення можна підвищити за рахунок вибору самого ФЕП й режиму його роботи. Фотокатод ФЕП повинен мати максимальний квантовий вихід на заданій довжині хвилі. Шум підсилення й збірну здатність першого диноду можна оптимізувати шляхом додавання між фотокатодом і першим динодом відповідної напруги. При дуже низькій інтенсивності розсіяного світла, коли зростає роль темного струму, перехід до режиму підрахунку фотонів може істотно підвищити відношення сигналу до шуму, оскільки в цьому режимі внесок окремих електронів, які не пройшли весь ланцюжок підсилення, не реєструється. Подальшого підвищення цього відношення можна досягти фокусуванням падаючого випромінювання лише на невелику ділянку фотокатода ФЕП, домагаючись при цьому дефокусування магнітним полем всіх електронів із неосвітлених ділянок фотокатода. Для цього випадку допомагає й охолодження фотокатода, оскільки воно призводить до помітного зниження термоелектронної емісії. При використанні зазначених методів можна детектувати сигнали потужністю 10^{-17} Вт на довжині хвилі 650 нм (35 фотонів/с) із постійної часу 1 с [3–5].

У багатьох випадках вдається збільшити відношення сигнал/шум за рахунок придушення шуму. Так, для зменшення впливу тривалої флуоресценції, індукованої лазерним випромінюванням, раніше застосовували рознесення лазерного передавача і приймача на достатню відстань. На сьогодні більше розповсюджений метод розв'язання цієї проблеми за рахунок використання відсікача флуоресценції [1]. Для цієї мети застосовуються швидкодіючі механічні й електронно-оптичні затвори, ФЕП з електронними затворами. Швидкодіючі затвори також попереджають перевантаження ФЕП лазерним випромінюванням, що розсіюється у ближній зоні.

Важливим способом придушення шуму є спектральне придушення розсіюваного лазерного випромінювання в тих випадках, коли довжина хвилі сигналу відрізняється від довжини хвилі лазерного випромінювання.

Гранична дальність і здатність виявлення для лідарів КР обмежується люмінесценцією на тій же довжині хвилі, що й сигнал КР. Ця люмінесценція може мати природне походження, наприклад, за рахунок розсіювання сонячної радіації, або виникати в результаті індукованої лазерним випромінюванням флуоресценції. На практиці майже неможливо уникнути флуоресценції при збудженні КР. Значну частину цього ширококутового випромінювання можна відсікти вузькосмуговими фільтрами.

Індуковану лазерним випромінюванням флуоресценцію можна ефективно зменшити за рахунок проведення локальних вимірів. Уникнути люмінесценції можна за рахунок поперемінного перемикання двох довжин хвиль лазера при використанні сигналу КР лише однієї з них. Якщо дві лінії лазерного випромінювання досить близькі, то можна вважати, що сигнал люмінесценції майже не змінюється, і його можна відняти із сумарного сигналу й одержати «істинний» сигнал КР [2, 6, 7].

Проведений аналіз джерел шуму і їхніх проявів у лідарному сигналі дозволяє виділити як основний метод збільшення відношення сигнал/шум метод спектральної селекції розсіяного назад лазерного випромінювання.

1.5 Вплив турбулентності неоднорідного атмосферного середовища на характеристики ехосигналу

Флуктуації показника заломлення атмосферного повітря, обумовлені турбулентністю, призводять до флуктуацій амплітуди і фази хвилі в оптичному пучку, що розповсюджується в атмосфері. В результаті змінюється його структура: пучок розширюється, розщеплюється на

низку окремих тонших пучків, зміщується центр тяжіння пучка і т. д. Дослідження закономірностей розповсюдження просторово обмежених світлових пучків на прямих трасах в турбулентній атмосфері стало темою великої кількості робіт. Результати цих досліджень показують, що атмосферна турбулентність значною мірою погіршує параметри «хороших» пучків, тобто пучків, розбіжність яких близька до дифракційної межі [8–10]. В той же час при оцінках середньої інтенсивності пучків, що мають розбіжність $j > 3 \times 10^4$ рад, впливом турбулентності можна знехтувати.

При зондуванні атмосфери моностатичним лазерне випромінювання проходить шар турбулентної атмосфери двічі; у прямому напрямку – від джерела до розсіювального об'єму і в зворотному – від розсіювального об'єму до приймача. В результаті випромінювання передавача до трапляння на приймач двічі взаємодіє з одними і тими ж неоднорідностями середовища за період, значно менший їх «часу життя», що призводить до відмінності статистичних характеристик сигналу, що приймається, на локаційних трасах з прямих. Так, наприклад, внаслідок кореляції флуктуації фази падаючої і відбитої хвиль, зображення кутового відбивача у фокальній площині приймального телескопа практично не зміщується, що обумовлене компенсацією зсувів за рахунок повороту просторового розподілу поля падаючої хвилі. При відбиванні від дзеркального диску, навпаки, дисперсія зсувів його локаційного зображення в два рази більша дисперсії зсувів зображення джерела такого ж розміру, віддаленого від приймального телескопа на подвоєну відстань. Як відомо, розсіяння світла на сукупності великого числа статистично незалежних частинок відбувається некогерентно [9]. Тому сумарний ехосигнал, що приходить на приймач лідара з розсіювального об'єму, можна представити як суперпозицію некогерентних хвиль від сукупності точкових відбивачів, властивості яких визначаються видом розсіювальних центрів. Флуктуації амплітуди при відбиванні сферичної хвилі від точкового відбивача досліджені в роботах [9–12]. Тут показано, що збільшення приймальної апертури лідара більш ніж в 2-3 рази в порівнянні з радіусом першої зони Френеля $\sqrt{\lambda L}$ (λ – довжина хвилі, L – відстань до відбивача) практично не знижує рівня флуктуації амплітуди ехосигналу від точкового відбивача. В той же час збільшення розміру відбивача до масштабу $\sqrt{\lambda L}$ істотно зменшує рівень флуктуації. Таким чином, з метою зменшення флуктуації інтенсивності ехосигналу параметри приймальної і передавальної систем лідара слід вибирати так, щоб діаметр

вхідного отвору приймального телескопа і поперечний розмір розсіювального об'єму були більшими у декілька разів за радіус кореляції флуктуації інтенсивності, який в області слабких флуктуацій для плоскої хвилі має порядок радіусу першої зони Френеля $\sqrt{\lambda L}$.

Для підтвердження наведемо вираз для дисперсії флуктуації центру тяжіння зображення у фокальній площині лінзи при локації ламбертівської поверхні

$$\langle \Delta_\rho^2 \rangle = 0,35 f_t^2 C_\varepsilon^2 L r^{-1/3}, \quad (1.1)$$

де f_t – фокусна відстань; C_ε^2 – структурна характеристика флуктуації діелектричної проникності середовища; L – відстань до поверхні; r – ефективний розмір освітленої плями на відбиваючій поверхні. Відмітимо, що (1.1) отримане за умов: $r = r_n$ (r_n – ефективний розмір приймальної апертури); $r = \sqrt{\lambda L}$; відстань між джерелом і приймачем (база) набагато більша за середній розмір неоднорідностей середовища.

Вважаючи в (1.1) $f_t = 100$ см, $C_\varepsilon^2 = 2 \cdot 10^{-14}$ см^{-2/3} (найбільше значення, що реалізується в приземному шарі атмосфери), $L = 105$ см, $r = \theta_n L$ (θ_n – кут розбіжності випромінювання передавача), при $\theta_n = 10^{-3}$ рад матимемо $\Delta_\rho = 1,23 \cdot 10^{-3}$ см. Враховуючи низку спрощувальних припущень, за яких отриманий вираз (1.1), цю оцінку слід вважати досить грубою. Проте незначна величина Δ_ρ не суперечить якісним міркуванням, наведеним вище, тим більше, що в експериментах із звичайними лідарними системами не спостерігаються великі значення флуктуації амплітуди відбитого атмосферою сигналу.

2 АНАЛІЗ РІВНЯННЯ ЛАЗЕРНОГО ЗОНДУВАННЯ ПОЛІДИСПЕРСНИХ АЕРОЗОЛЬНИХ СЕРЕДОВИЩ З ДОПОМОГОЮ ЛІДАРА

Перші спроби застосування оптичного випромінювання для дистанційного визначення деяких параметрів атмосфери датуються початком ХХ ст. [1, 2]. Проте у зв'язку з недоліком знань з оптики атмосферних процесів, обмеженістю математичного апарату розв'язання зворотних задач і відсутністю потужних джерел оптичного випромінювання практичне використання методів оптичного зондування атмосфери було незначним. Наступний етап їх розвитку починається в 60-х роках, після винаходу лазерів. Специфічні властивості лазерного випромінювання і перспектива їх практичного використання стимулювали величезний інтерес вчених до розв'язання фундаментальних проблем розповсюдження просторово-обмежених вузьконаправлених світлових пучків в атмосфері. В результаті за короткий час були вивчені основні закономірності взаємодії лазерного випромінювання з атмосферою [3, 4], що дозволило приступити до розв'язання складніших проблем, пов'язаних з розробкою методів лазерного зондування атмосфери [5–9].

2.1 Способи опису поляризаційних характеристик розсіяного випромінювання

Розповсюдження світла в розсіювальному середовищі супроводжується не тільки послабленням потужності зондуючого пучка, але і появою розсіяного світла. Особливістю розсіяного поля є його виникнення в результаті накладання світлових пучків, що з'являються при кожному акті розсіяння. Через випадковий розподіл в просторі розсіювальних центрів сумарне поле представлено сумішшю деяких пучків різної інтенсивності і поляризації [10, 11–15]. Тому для аналізу характеристик розсіяного в атмосфері випромінювання використовують параметри, адитивні для некогерентних світлових пучків, і такі, що вичерпно описують не тільки їх енергетику, але і стан поляризації розсіяного світла.

Стан поляризації довільного світлового пучка прийнято описувати чотирма параметрами, вперше запропонованими Стоксом. Кожен з них є лінійною комбінацією квадратичних характеристик поля і може бути безпосередньо вимірний експериментально. Всі параметри Стокса S_i можна розглядати як компоненти єдиного вектора S в чотири-

вимірному просторі, що істотно спрощує процедуру опису процесів взаємодії поляризованого випромінювання з середовищем.

Параметр S_1 характеризує повну інтенсивність пучка, S_2 , що дорівнює різниці інтенсивностей лінійно поляризованого світла з напрямками коливань електричного вектора щодо осі $ox - 0$ і 90° (площина xoz декартової системи координат збігається з площиною відгуку Q , напрям світлового пучка – з позитивним напрямом осі oz , рис. 2.1).

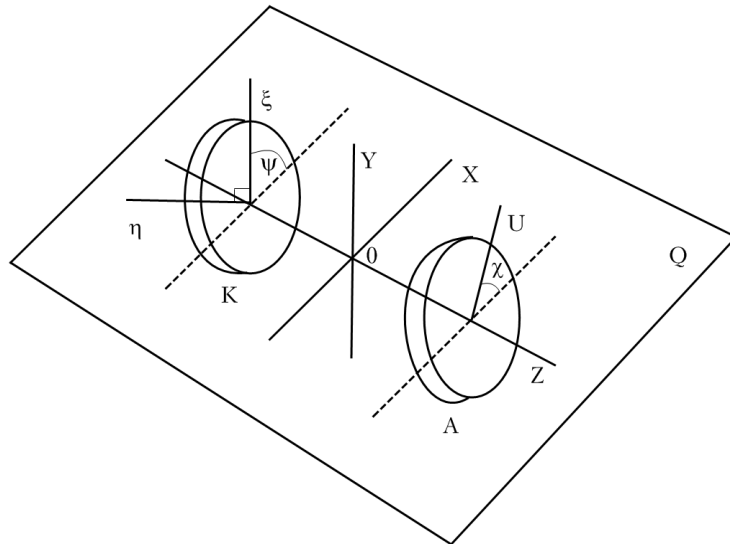


Рисунок 2.1 – До визначення параметрів Стокса (ξ і η – осі компенсатора K , V – вісь аналізатора A)

Такий же сенс має і S_3 , але для напрямів 45° і 135° щодо площини відгуку. Параметр S_4 рівний різниці інтенсивностей світла з правою і лівою круговими поляризаціями [10, 11].

Значення параметрів Стокса задовольняють умову

$$S_1^2 \geq S_2^2 + S_3^2 + S_4^2, \quad (2.1)$$

де знак рівності виконується для повністю поляризованого світла.

Якщо світловий пучок представлений сумішшю поляризованого і неполяризованого випромінювання, то вектор-параметр Стокса такого пучка можна представити у вигляді суми

$$S_n = \left\{ \sqrt{S_2^2 + S_3^2 + S_4^2}, S_2, S_3, S_4 \right\};$$

$$S_n = \left\{ S_1 - \sqrt{S_2^2 + S_3^2 + S_4^2}, 0, 0, 0 \right\}.$$

Вектор S_{II} відповідає поляризованій, а S_H – неполяризованій частині хвилі. При цьому ступінь поляризації

$$p = \frac{\sqrt{S_2^2 + S_3^2 + S_4^2}}{S_1}. \quad (2.2)$$

Якщо площину відгуку Q повернути на кут ψ проти годинникової стрілки, то значення параметрів Стокса в новому базисі зміняться відповідно до перетворення

$$S'_i = \sum_{j=1}^4 K_{ij}(\psi) S_j, \quad (2.3)$$

де K_{ij} – елементи матриці

$$K = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\psi & \sin 2\psi & 0 \\ 0 & -\sin 2\psi & \cos 2\psi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (2.4)$$

Величини S_1 , p , S_4 інваріантні щодо повороту площини відгуку, отже, їх можна використовувати для опису стану поляризації незалежно від вибору площини Q [11–13]. Два інших параметра S_2 і S_3 залежать від переважного напрямку ψ_0 коливань електричного вектора в пучку щодо вибраної площини Q і тому при повороті площини відгуку на кут ψ визначаються як

$$\begin{aligned} S'_2 &= S_1 p \cos 2(\psi_0 + \psi); \\ S'_3 &= S_1 p \sin 2(\psi_0 + \psi). \end{aligned} \quad (2.5)$$

У оптичній локації, коли зонduючий пучок, як правило, лінійно поляризований, для характеристики стану поляризації ехосигналів зручніший ступінь деполаризації, пов'язаний з p співвідношенням

$$\delta_n = \frac{1-p}{1+p}. \quad (2.6)$$

Величина δ_n показує ступінь зменшення поляризації у відбитому середовищем пучку. Якщо площина відбивання збігається з напрямком переважної поляризації зонduючого пучка

$$\delta_n = I_{\perp} / I_{\parallel}, \quad (2.7)$$

де I_{\perp} і I_{\parallel} – інтенсивності компоненти, ортогонального і паралельного площині Q .

Для повного аналізу стану поляризації світлового пучка в приймальній системі поляриметра встановлюють компенсатор, що створює зміщення фаз χ між «звичайним» і «незвичайним» променями, і аналізатор, який пропускає випромінювання, поляризоване в площині, що збігається з напрямком головної осі. Якщо позначити кути повороту (установки) компенсатора і аналізатора навколо напрямку світлового пучка через ψ і χ (ψ і χ відраховуються щодо площини відбивання проти годинникової стрілки, якщо дивитися назустріч світлу), то «приладовий» вектор поляриметра можна представити у вигляді

$$A = \frac{1}{2} \times \left\| \begin{array}{l} \sin^2 \frac{\delta}{2} \cos 2\chi + \cos^2 \frac{\delta}{2} \cos(4\psi - 2\chi) \\ \cos^2 \frac{\delta}{2} \sin 2\chi + \sin^2 \frac{\delta}{2} \sin(4\psi - 2\chi) \\ \sin \delta \sin 2(\psi - \chi) \end{array} \right\|. \quad (2.8)$$

Вимірювану інтенсивність $I(\psi, \chi)$, як показано в [14], можна представити скалярним добутком двох векторів у стоксовому середовищі

$$I(\psi, \chi) = A^+ S. \quad (2.9)$$

Знак «+» позначає операцію ермітового спряження. У лазерно-локаційних системах набули поширення поляриметри зі встановленими на вході аналізаторами (без компенсатора), які пропускають випромінювання з певним напрямком коливань світлового вектора [10–15]. З (2.8) неважко отримати відповідні вирази для приладового вектора при вимірюванні I_{\parallel} , I_{\perp} і I_{\parallel} :

$$\begin{aligned} A_{\parallel}^+ &= \frac{1}{2} \{1, 0, 0, 0\}; \\ A_{\perp}^+ &= \frac{1}{2} \{1, -1, 0, 0\}. \end{aligned} \quad (2.10)$$

Зазначимо, що (2.10) записані для випадку, коли площини відбивання і переважної поляризації випромінювання передавача збігаються.

У теорії світлорозсіяння використовується також і представлення [12, 13], яке дещо відрізняється від описаного. Вектор Стокса в [12] (позначимо його I) відрізняється від S тільки першими двома параметрами, а саме: I_1 і I_2 рівні, відповідно, інтенсивностям паралельного і кросполяризованого компонентів, таким чином, $S_1 = I_1 + I_2$ і $S_2 = I_1 - I_2$. Решта параметрів вектора I збігаються із введеними вище. Представлення I спрощує в деяких випадках проведення чисельних розрахунків [15]. Елементарний акт розсіяння визначається як лінійне перетворення вектора Стокса падаючого світлового пучка S_0 у вектор Стокса розсіяного пучка S згідно з співвідношенням [10]

$$S = DS_0. \quad (2.11)$$

Оператор D називається матрицею розсіяння світла середовищем і у разі довільного середовища містить всі 16 елементів. Компоненти матриці D_{ij} є функціями мікрофізичних параметрів розсіювального об'єму і залежать від напрямків падаючого і розсіяного пучків. В ізотропному середовищі (зокрема, внаслідок хаотичної орієнтації анізотропних частинок) елементи матриці залежать тільки від кута розсіяння γ [10].

Фізичний сенс елементів матриці розсіяння полягає в тому, що вони є об'ємними коефіцієнтами направлено розсіяння для складових вектора Стокса. Перший елемент D_{11} – коефіцієнт направлено світлорозсіяння – в ізотропному середовищі задовольняє співвідношення

$$\sigma = \oint_{4\pi} D_{11} d\omega, \quad (2.12)$$

де σ – коефіцієнт розсіяння середовища; $d\omega$ – елемент тілесного кута розсіяного світлового пучка.

При виконанні (2.12) замість матриці $D_{ij}(\gamma)$ можна ввести нормовану матрицю розсіяння

$$f_{ij}(\gamma) = \frac{4\pi}{\sigma} D_{ij}(\gamma). \quad (2.13)$$

Елемент $f_{11}(\gamma)$ називається функцією розсіяння, а її векторна діаграма, що зображає залежність f_{11} від кута розсіяння – індикатрисою розсіяння. З (2.12) і (2.13) випливає умова нормування для f_{11} :

$$\frac{1}{4\pi} \oint_{4\pi} f_{11}(\gamma) d\omega = 1. \quad (2.14)$$

Для опису процесів взаємодії оптичного випромінювання з розсіювальними і поглинальними середовищами замість D_{ij} вводиться матриця екстинкції α_{ij} , яка у випадку ізотропного середовища перетворюється у скаляр – коефіцієнт послаблення [10]:

$$\alpha = \sigma + \kappa, \quad (2.15)$$

де κ – коефіцієнт поглинання середовища.

Поглинаючі властивості середовища зручно характеризувати відносними величинами: питомим поглинанням $\kappa_n = \kappa/\sigma$; вірогідністю виживання кванта $\Lambda = \sigma/\alpha$. Дуже важливим параметром аерозольного середовища є лідарне відношення:

$$b = \frac{1}{4\pi} \Lambda f_{11}(\pi), \quad (2.16)$$

що визначає частку розсіяної (відбитої) назад енергії в порівнянні з падаючою на елементарний об'єм середовища. При розв'язанні багатьох завдань лазерного зондування аерозольної атмосфери можна обмежитися трьома оптичними параметрами $f_{11}(\gamma)$, σ , α , але для опису поляризаційних характеристик сигналів зворотного розсіяння, які несуть багато інформації про властивості досліджуваного середовища [10, 13], необхідно мати дані (у загальному випадку) про всі компоненти матриці розсіяння D_{ij} (для непоглинаючих середовищ) або матриці екстинкції α_{ij} (для середовищ з поглинанням).

Світлове поле в дисперсному середовищі описується рівнянням перенесення, яке виражає умову балансу світлової енергії при її поглинанні і розсіянні [10, 13]. Для монохроматичного пучка випромінювання з довільною поляризацією нестационарне рівняння 1; перенесення в неоднорідному середовищі можна записати у векторній формі:

$$\frac{1}{v} \frac{dS(r, \Omega, t)}{dt} + \Omega \nabla S(r, \Omega, t) = -\alpha(r, \Omega) S(r, \Omega, t) + \oint_{4\pi} d\Omega' D(r, \Omega, \Omega') S(r, \Omega', t), \quad (2.17)$$

де $S(r, \Omega, t)$ – вектор Стокса світлового пучка в точці $r(x, y, z)$ у напрямку $\Omega(n_x, n_y, n_z)$ у момент часу t ; v – швидкість світла в середовищі.

Отримання точного розв'язання (2.17) за крайових умов, властивих завданням лазерного зондування, одна із складних теоретичних проблем. Тому у багатьох випадках обмежуються розглядом рівняння перенесення в ізотропному середовищі для неполяризованого випромінювання, що характеризується тільки одним відмінним від нуля компонентом вектор-параметра Стокса – інтенсивністю $I = S_z$ [15–17]. Для розв'язання такого спрощеного рівняння перенесення, розроблена низка наближених методів. Широкого поширення набув метод малокутового наближення рівняння перенесення за допомогою якого вдалося описати закономірності розповсюдження вузьких колімованих пучків випромінювання в розсіювальних середовищах, що представляють інтерес для лазерної локації атмосфери [9].

Особливо слід виділити метод Монте-Карло [12–15], заснований на статистичному моделюванні процесу перенесення випромінювання, що представляється у вигляді потоку фотонів. Шукана інтенсивність випромінювання в заданих точці простору і напрямку оцінюється за числом «квантів», що потрапляють у відповідний об'єм в певному тілесному куті. Послідовність актів розсіяння розглядається як марківський процес, характеристики якого визначаються оптичними параметрами розсіювального середовища. Метод дозволяє врахувати геометрію зондуючого пучка, спрямованість приймальної антени, розрахувати поляризаційні характеристики розсіяного випромінювання [15–20], розділити сумарний сигнал за кратностями розсіяння і досліджувати енергетичні і просторові характеристики багаторазово розсіяного випромінювання. Слід зазначити, що метод Монте-Карло чисельний і не дозволяє в аналітичному вигляді отримати шуканий розв'язання, який зв'язує параметри зондуючого і відбитого атмосферою сигналу з параметрами прийомопередаючої системи лідара і оптичними характеристиками атмосфери по трасі зондування. Отримання такого співвідношення поки можливе тільки наближеними методами.

2.2 Формування спектрополяризаційних характеристик у полідисперсних аерозольних середовищах

Теоретичні дослідження поляризації багатократно розсіяного випромінювання – завдання набагато складніше, ніж дослідження його інтенсивності. Дослідження проводяться на базі векторних рівнянь переносу, що є складними системами інтегро-диференціальних рів-

нянь четвертого порядку. Причому, для розв'язання цих рівнянь необхідно знати властивості і мати дані про 4×4 матриці розсіяння – первинні оптичні характеристики середовища. Внаслідок підвищеної складності математичного апарату векторної теорії перші дослідження поляризаційних властивостей розсіяного випромінювання були проведені лише десятиліття після того, як була створена необхідна для таких досліджень теоретична база. Починаючи з робіт С. Чандрасекара і В. В. Соболева, векторна теорія успішно розвивалася (хоч і не такими швидкими темпами як скалярна) до задач різноманітних дисперсних середовищ. Розроблялися методи розрахунку поляризації світлових полів, що створюються джерелами неполяризованого випромінювання. Спочатку розглядався виключно релеївський закон розсіяння, що характеризується простою аналітично заданою матрицею розсіяння. Пізніше, були розпочаті поляризаційні дослідження для оптично ізотропних середовищ з більш загальним, нерелеївським, законом розсіяння. Основи теорії однократного розсіяння випромінювання були закладені до цього часу в роботах Мі, Ф. Перріна, Хюлста, Г. В. Розенберга, К. С. Шифріна, К. Борена, Д. Хафмена. Розрахунки поляризаційних характеристик світлових полів в оптично ізотропних середовищах проводилися і проводяться зараз, в основному, на базі чисельних алгоритмів. Використовуються методи подвоєння, складання шарів із застосуванням принципів інваріантності, X–Y функцій, дискретних ординат, розкладань за кратностями, сферичних гармонік, Монте-Карло і їх модифікації [9–15]. З розвитком чисельних методів круг розв'язуваних задач значно розширився. З'явилася можливість вивчення поляризаційних властивостей розсіяного випромінювання в різних природних середовищах.

Свого часу був створений векторний варіант методу сферичних гармонік, який потім міцно увійшов до арсеналу способів розв'язання векторного рівняння переносу завдяки своїм перевагам – аналітичному характеру і зручності представлення ядер рівнянь у вигляді суми членів з розділеними змінними. Як і у випадку скалярної теорії, він виявився найбільш результативним при розгляді асимптотичних режимів. Відомі також незручності використання рядів по системах ортонормованих функцій. Вони пов'язані з необхідністю розв'язання в загальному випадку багатовимірних диференціальних або алгебраїчних систем, що містять тим велике число членів, ніж більше пікове значення індикатриси в напрямі вперед і чим менше дифузність поля розсіяного випромінювання в середовищі. На сьогодні ці незручності долаються за допомогою потужних ЕОМ.

Що стосується наближених аналітичних розв'язання векторного рівняння, то їх в цей час дуже мало у порівнянні з наближеними

розв'язаннями в скалярній теорії. Розроблені до цього часу наближені методи розв'язання РПВ [18–24, 36] орієнтовані на вивчення поляризації світлових полів в середовищах із значно витягнутими індикатрисами, тобто якраз тих середовищах, дослідження розсіяння в яких методом сферичних гармонік і чисельними методами утруднені.

Слід зазначити особливу необхідність розвитку наближених методів векторної теорії. Як відомо, визначення поляризаційних характеристик надзвичайно складне і трудомістке, в той же час в багатьох задачах вони грають лише допоміжну по відношенню до енергетичних характеристик роль. Слід врахувати також, що можливості вдосконалення методик, що існують в принципі, за допомогою поляризації не завжди реалізуються, що пов'язано з великою динамічністю поляризаційних характеристик, залежністю їх від численних чинників, а також недостатньо вивченими властивостями однократно розсіяного випромінювання. У цій ситуації важливі попередні оцінки ефективності поляризаційних методів за допомогою менш точних, але простіших розв'язань.

Теорія поширення і розсіяння в оптично ізотропних середовищах поляризованих пучків, зокрема лазерних, лазерних імпульсних є недостатньо розвиненою. Її складність, в порівнянні з традиційними розділами векторної теорії, обумовлена низьким ступенем симетрії задачі. Є лише невелика кількість досліджень в цьому напрямі. Майже всі вони присвячені завданням лазерного зондування і базуються на розрахунках методом Монте-Карло. Останнім часом розвиваються наближені підходи до розв'язання векторного рівняння переносу випромінювання, досить ефективні, як виявилось, при проведенні досліджень поширення в розсіювальних середовищах широких і вузьких поляризованих пучків.

Проведемо фізичний аналіз закономірностей формування поляризації світлових полів, що створюються в оптично ізотропних середовищах джерелами поляризованого (в основному лінійно) випромінювання, а також розгляд наближених моделей закономірностей формування.

2.3 Рівняння переносу поляризованого випромінювання

У основі теорії багатократного розсіяння поляризованого випромінювання лежить векторне рівняння переносу. Розглядатимемо стаціонарне рівняння для однорідних оптично ізотропних середовищ, у формалізмі параметрів Стокса:

$$B\{G_{ij}(\bar{r}, \bar{n})\} = \frac{\sigma}{4\pi} \iint_{4\pi} \sum_{k=1}^4 Z_{ik}(\bar{n}, \bar{n}') G_{kj}(\bar{r}, \bar{n}') d\bar{n}' + \delta_{ij} \delta(\bar{r} - \bar{r}_0) \delta(\bar{n} - \bar{n}_0), \quad (2.18)$$

де $i=1, 2, 3, 4$; B – оператор $B = \bar{n}\bar{v} + 1$; $G(\bar{r}, \bar{n})$ – матриця Гріна задачі; вектори \bar{r}, \bar{n} визначають точку і напрям прийому; \bar{r}_0, \bar{n}_0 – положення і напрям випромінювання джерела; \bar{V} – градієнт по \bar{r} ; δ_{ij} – параметр Кронекера; $\delta(\bar{r} - \bar{r}_0), \delta(\bar{n} - \bar{n}_0)$ – дельта-функції; $Z(\bar{n}, \bar{n}')$ – фазова матриця, що визначається виразами

$$Z(\bar{n}, \bar{n}') = L(\pi - \chi_2)F(x)L(-\chi_1); \quad (2.19)$$

$$x = \cos \theta;$$

$$L(-\chi) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\chi & -\sin 2\chi & 0 \\ 0 & \sin 2\chi & \cos 2\chi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}; \quad (2.20)$$

$$F(x) = \begin{pmatrix} a_1(x) & b_1(x) & 0 & 0 \\ b_1(x) & a_2(x) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a_3(x) & -b_2(x) \\ 0 & 0 & b_2(x) & a_4(x) \end{pmatrix}; \quad (2.21)$$

де кути χ_1, χ_2 показані на рис. 2.2. Фазова матриця, як відомо, перетворює параметри Стокса, визначені в системах орт, пов'язаних з меридіональними площинами, що проходять через деяку задану вісь Z . Як правило, вісь Z є віссю симетрії середовища. Оскільки нас цікавлять загальні властивості розв'язання (1.1), то можна не конкретизувати умови задачі, граничні умови.

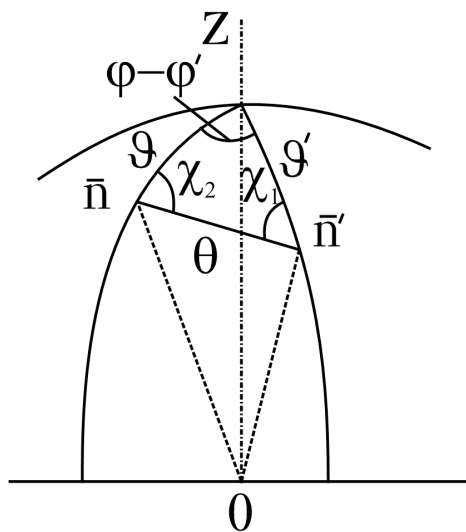


Рисунок 2.2. – Модель розсіяння поляризованого випромінювання

Рівняння (2.18) являє собою чотири векторні рівняння для кожного стовпця матриці Гріна. З них перше (при $i = 1$) може бути інтерпретоване як рівняння переносу неполяризованого випромінювання (воно ж описує трансформацію інтенсивності випромінювання в середовищі), друге і третє (при $i = 2, 3$) – як рівняння переносу лінійно поляризованого випромінювання, четверте (при $i = 4$) – як рівняння переносу циркулярно поляризованого випромінювання в середовищі.

Для розуміння особливостей структури рівняння (2.18) і матриці Гріна доцільно розглянути властивості матриць однократного розсіювання $F(x)$ (2.21) і $Z(\bar{n}, \vec{n}')$ (2.19). Тобто найбільш загальні властивості матриць розсіювання оптично ізотропних середовищ, заданих у формалізмі параметрів Стокса.

Власне, властивості матриці $F(x)$ добре вивчені [8, 9, 37]. Звернемо увагу лише на особливості діагональних і недіагональних елементів.

Перрін і Г. Хюлст [20], використовуючи властивості симетрії, показали, що при $x = \pm 1$ матриця F діагональна:

$$\begin{aligned}
 F(1) &= \begin{pmatrix} a_1(1) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & a_2(1) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a_2(1) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & a_4(1) \end{pmatrix}; \\
 F(-1) &= \begin{pmatrix} a_1(-1) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & a_2(-1) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -a_2(-1) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -|a_4(-1)| \end{pmatrix}.
 \end{aligned} \tag{2.22}$$

Як видно, кутові залежності $F_{ik}(x)$ такі, що в напрямках розсіювання вперед і назад діагональні елементи не рівні нулю, причому

$$\begin{aligned}
 a_i(1) &> 0, & i = 1, 2, 3, 4; \\
 a_i(-1) &> 0, & i = 1, 2, \\
 a_i(-1) &< 0, & i = 3, 4 \\
 a_2(1) - a_3(1) &= 0, \\
 a_2(-1) + a_3(-1) &= 0,
 \end{aligned} \tag{2.23}$$

а недіагональні елементи в цих напрямках приймають нульові значення:

$$b_j(\pm 1) = 0, \quad j = 1, 2. \tag{2.24}$$

Можна показати також, що в областях розсіяння, близьких до напрямів вперед і назад, b_j – величини квадратичного порядку відхилення по θ і $\pi - \theta$. Різниця $(a_2 - a_3)$ при $\theta \ll 1$ і сума $(a_2 + a_3)$ при $\pi - \theta \ll 1$ є величинами четвертого порядку відхилення. Ці закономірності видно, зокрема, з виразів:

$$\begin{aligned} \frac{b_j(x)}{a_1(1)} &\sim (1 - x^2), \quad j = 1, 2; \\ \frac{a_2(x) \pm a_3(x)}{a_1(x)} &\sim (1 \pm x)^2, \end{aligned} \quad (2.25)$$

отриманих при використанні розкладу $F_{ik}(x)$ по узагальнених сферичних функціях [11].

З урахуванням сказаного, закон однократного розсіяння можна записати таким чином:

$$\bar{I}(x) = F(x)\bar{I}_0 = \bar{I}_1(x) + \bar{I}_2(x);$$

$$\bar{I}_1 = \begin{pmatrix} I_1 \\ Q_1 \\ U_1 \\ V_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_1 I_0 \\ a_2 Q_0 \\ a_3 U_0 \\ a_4 V_0 \end{pmatrix}; \quad \bar{I}_2 = \begin{pmatrix} I_2 \\ Q_2 \\ U_2 \\ V_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} b_1 Q_0 \\ b_1 I_0 \\ b_2 V_0 \\ b_2 U_0 \end{pmatrix}. \quad (2.26)$$

Характеристики розсіяного випромінювання (параметри Стокса I, Q, U, V) представлені у вигляді суперпозиції характеристик двох типів, що розрізняються за своїм походженням і за типом кутових розподілів. Перші, I_1, Q_1, U_1, V_1 є перетвореними в актах розсіяння параметри Стокса падаючого пучка (закон їх перетворення описується діагональними елементами $a_i(x)$). Другі, I_2, Q_2, U_2, V_2 , утворюються в процесі розсіяння. Недіагональні елементи $b_j(x)$ ($j = 1, 2$) матриці $F(x)$ описують перетворення одного виду поляризації в іншій, що пов'язане саме з явищем розсіяння.

Властивості елементів $F_{ik}(x)$ (2.23)–(2.26) відображають властивість оптичної ізоτροпії середовища. Як відомо, в ізоτροпному середовищі поляризація пучка, який проходить прямо, залишається незмінною (нормальні хвилі – хвилі довільної поляризації). Поляризація розсіяного випромінювання в напрямках вперед і назад ($x = \pm 1$) також не змінюється. А саме вид поляризації, напрям коливань електричного вектора залишаються такими ж, як в падаючому пучку, а значення ступеня лінійної і кругової поляризації може дещо зменшуватися, якщо розсіювачі несферичні або анізоτροпні. Іншими словами, перетво-

рення виду поляризації в напрямках $x = \pm 1$ відсутні, тобто характеристики другого типу «не народжуються»: $\bar{I}_2(\pm 1) = 0$, $b_j(\pm 1) = 0$ (2.26). Співвідношення, $a_2(-1) + a_3(-1) = 0$ (2.23) показують, що явище повороту площини поляризації при $x = \pm 1$ також відсутнє.

Розглянемо рис. 2.3, де наведені кутові залежності елементів модельної матриці розсіювання, побудованої таким чином, що відносні поляризаційні характеристики $F_{ik}(x)/a_1(x)$ – такі ж, як у випадку релєївського розсіювання, а індикатриса $a_1(x)$ виражається через функцію Хен'ї-Грінштейна і може задаватися при різних значеннях середнього косинуса g . На рис. 2.3 розглянуто випадок, коли індикатриса розсіювання витягнута в напрямі вперед. Аналізуючи наведені залежності, звернемо увагу на кількісні співвідношення між елементами матриці розсіювання. Всі діагональні елементи матриці (та всі індикатриса) мають близькі за значеннями максимуми в напрямі вперед: $a_i(1) \leq a_1(1)$ ($i = 2, 3, 4$). Тут знак показує, що за наявності деполаризації значення $a_i(1)$ дещо менше, ніж $a_1(1)$.

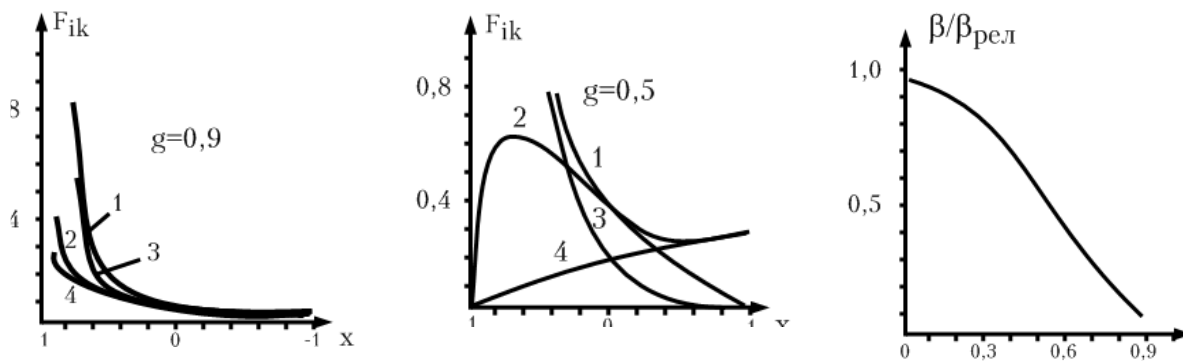


Рисунок 2.3 – Кутові залежності елементів модельної матриці розсіювання

Недіагональні елементи $b_j(x)$ і різниця $[a_1(x) - a_3(x)]$ через властивість незначної величини при $\theta \ll 1$ (2.24–2.26) і властивості $|b_j(x)| \leq a_1(x)$ виявляються малими за абсолютною величиною на інтервалі $x \in [-1, 1]$, причому тим меншим, чим більше значення g .

Відмічені кількісні відмінності елементів характерні для матриць розсіювання оптично ізотропних середовищ з витягнутими вперед індикатрисами. Можна сказати, що вони характерні для більшості природних середовищ у видимому діапазоні спектру: аерозолів різного роду, гідрозолей і ін. Врахування цих відмінностей дозволяє зробити такі висновки щодо ролі різних елементів матриці розсіювання в описі процесу багатократного розсіювання:

1. Формування поляризованих світлових полів в середовищах з витягнутими індикатрисами, що відбувається переважно в області малих кутів розсіяння, описується в основному діагональними елементами матриці.

2. Роль недіагональних елементів матриці в описі процесу багатократного розсіяння тим менша, чим більший пік індикатриси розсіяння.

2.4 Векторні рівняння наближеної моделі розсіювання

Після розгляду властивостей матриць однократного розсіяння можна сформулювати наближені рівняння векторної теорії переносу. Розглянемо спочатку структуру матриці Гріна.

Використовуючи розкладання матриці $F(x)$ на «велику» діагональну і «малу» недіагональну, можна на основі виразу (2.19) провести аналогічний розклад фазової матриці векторного рівняння переносу:

$$Z(\bar{n}, \bar{n}') = Z_1(\bar{n}, \bar{n}') + Z_2(\bar{n}, \bar{n}'). \quad (2.27)$$

Структура матриці Гріна аналогічна структурі матриці $Z(\bar{n}, \bar{n}')$:

$$G(\bar{r}, \bar{n}') = Z_1(\bar{n}, \bar{n}') + Z_2(\bar{n}, \bar{n}'),$$

$$G_1 = \begin{pmatrix} G_{11} & 0 & 0 & G_4 \\ 0 & G_{22} & G_{23} & 0 \\ 0 & G_{32} & G_{33} & 0 \\ G_{41} & 0 & 0 & G_{44} \end{pmatrix} \quad G_2 = \begin{pmatrix} 0 & G_{12} & G_{13} & 0 \\ G_{21} & 0 & 0 & G_{24} \\ G_{31} & 0 & 0 & G_{34} \\ 0 & G_{42} & G_{43} & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.28)$$

Аналізуючи рівняння переносу (2.1) з розглянутих властивостей матриць однократного розсіяння, можна зробити такі висновки щодо порядків величин $|G_{ik}|$. Елементи матриці G_1 (2.21), за виключенням G_{14} , G_{41} , можуть бути умовно названі «великими», а елементи матриці \bar{G}_2 – «малими» (за аналогією з F_1 і F_2 , Z_1 і Z_2).

Елементи G_{14} та G_{41} , що відповідають нульовим елементам фазової матриці ($Z_{14} = Z_{41} = 0$), визначимо як близькі до нуля. Елементи, названі «великими», характеризують перетворення інтенсивності і поляризації випромінювання джерела в процесі розсіяння в середовищі; можна сказати, що вони визначають характеристики випромінювання першого типу. «Малі» і «нехтовно малі» G_{ik} описують поляризаційні перетворення, обумовлені розсіянням, тобто визначають характеристики випромінювання другого типу.

Проведемо тепер наближені перетворення векторного рівняння переносу. Як видно з (2.18), при розгляді процесу багатократного розсіяння необхідно враховувати взаємний вплив характеристик випромінювання різного типу в кожному акті розсіяння. Проте можна запропонувати і спрощену модель цього процесу. Вона заснована на припущенні про те, що формування в середовищі характеристик першого типу (від джерела) можна розглядати без урахування впливу на них характеристик другого типу (утворених у середовищі). Для переходу від (2.18) до наближених рівнянь, відповідних спрощеній моделі переносу випромінювання, слід в кожній з систем рівнянь (2.18) (при $i = 1, i = 2, 3$ і $i = 4$) нехтувати впливами недіагональних елементів матриці Гріна в діагональних (у другому рівнянні в блок $\begin{pmatrix} G_{22} & G_{23} \\ G_{32} & G_{33} \end{pmatrix}$). Ці

впливи описуються інтегральними членами, квадратичними за «малими» недіагональними елементами матриць Z і G , і в більшості випадків, що розглядаються в теорії переносу, вони нехтовно малі за величиною.

Відзначимо, що саме така модель процесу розсіяння описується скалярним рівнянням переносу. Воно дає розв'язання для інтенсивності без врахування впливу на неї лінійної поляризації, що виникла при розсіянні. Як видно з (2.18), скалярне рівняння – це наближене рівняння першої системи (при $i = 1$), що отримується при нехтуванні впливом недіагональних елементів G_{21} , G_{31} у функцію Гріна G_{11} :

$$B\{G_{11}(\bar{r}, \bar{n})\} = \frac{\sigma}{4\pi} \iint_{4\pi} a_1(x) G_{11}(\bar{r}, \bar{n}') d\bar{n}' + \delta(\bar{n} - \bar{n}_0) \delta(\bar{r} - \bar{r}_0). \quad (2.29)$$

Аналогічне скалярне рівняння для функції Гріна циркулярно поляризованого випромінювання G_{44} може бути отримане в цьому наближенні з рівняння для 4-го стовпця матриці Гріна:

$$B\{G_{44}(\bar{r}, \bar{n})\} \iint_{4\pi} a_4(x) G_{44}(\bar{r}, \bar{n}') d\bar{n}' + \delta(\bar{n} - \bar{n}_0) \delta(\bar{r} - \bar{r}_0). \quad (2.30)$$

Що стосується рівнянь для недіагональних елементів першого і четвертого стовпців матриці, то вони набувають вигляду систем з джерелами – розв'язками рівнянь (2.29), (2.30).

В рамках цього ж наближення для матриці Гріна лінійно поляризованого випромінювання

$$g(\bar{r}, \bar{n}) = \begin{pmatrix} G_{22}(\bar{r}, \bar{n}) & G_{23}(\bar{r}, \bar{n}) \\ G_{32}(\bar{r}, \bar{n}) & G_{33}(\bar{r}, \bar{n}) \end{pmatrix}, \quad (2.31)$$

з рівнянь (2.18) при $i = 2, 3$ формується 2×2 системи рівнянь:

$$B\{g(\bar{r}, \bar{n})\} = \frac{\sigma}{4\pi} \iint_{4\pi} d(\bar{n}, \bar{n}') g(\bar{r}, \bar{n}') d\bar{n}' + e\delta(\bar{n} - \bar{n}_0)\delta(\bar{r} - \bar{r}_0), \quad (2.32)$$

де e – одинична 2×2 матриця

$$\vartheta(\bar{n}, \bar{n}') = \begin{pmatrix} d_{22}(\bar{n}, \bar{n}') & d_{23}(\bar{n}, \bar{n}') \\ d_{32}(\bar{n}, \bar{n}') & d_{33}(\bar{n}, \bar{n}') \end{pmatrix}. \quad (2.33)$$

При цьому рівняння для недиагональних елементів першого і четвертого стовпців матриці Гріна приймає вид скалярних рівнянь з джерелами – розв'язками систем (2.31). Елементи G_{14} , G_{41} в наближенні неврахування впливів недиагональних елементів, що задовольняють нульові розв'язки:

$$\begin{aligned} G_{14}(\bar{r}, \bar{n}) &\approx 0; \\ G_{41}(\bar{r}, \bar{n}) &\approx 0. \end{aligned} \quad (2.34)$$

Таким чином, в результаті проведених наближених перетворень розмірність векторних рівнянь переносу знизилася в два і більше разів. Важливо, що для так званих «великих» елементів матриці Гріна отримані незалежні рівняння переносу. Ці елементи відіграють основну роль в теорії поширення поляризованого випромінювання в розсіювальних середовищах.

Проведемо оцінку точності розв'язків отриманих наближених рівнянь переносу. Чисельні оцінки точності проведені лише для розв'язків скалярного рівняння (2.40), причому при розгляді плоскопаралельних середовищ і протяжних джерел. Такі оцінки показали хорошу застосовуваність скалярного рівняння для розв'язання широкого кола задач. Приймати рішення щодо застосування даного наближення для векторного рівняння переносу можна, лише виходячи з фізичних міркувань.

Можна назвати декілька фізичних причин незначної величини елементів, відкинутих при виведенні наближених рівнянь перенесення. В основному вони носять загальний характер.

1. Особливості мікрофізичних, оптичних властивостей середовища, через які недиагональні елементи матриці малі чи рівні нулю, знакозмінні. Наприклад, якщо розсіяння в середовищі носить дипольний

характер (розсіяння Релея, Релея–Ганса), то елемент $b_2 = 0$ в (2.21) і скалярне рівняння для G_{44} (2.30) є строгими.

2. Наявність піку індикатриси розсіяння в області «вперед», тобто області нехтовно малих значень недіагональних елементів матриці.

3. Значний ступінь дифузності поля розсіяного випромінювання.

4. Той факт, що при описі однократного розсіяння випромінювання врахування впливу недіагональних елементів не потрібне.

2.5 Лідарне рівняння для однократного розсіювання

У випадку імпульсної лідарної системи, що працює в моностатичному режимі, зростання потужності сигналу $\Delta P(\lambda, R)$, реєстроване фотоприймачем в діапазоні довжин хвиль $(\lambda, \lambda + \Delta\lambda)$ від елемента простору, розташованого в інтервалі $(R, R + \Delta R)$, визначається як

$$\Delta P(\lambda, R) = \int J(\lambda, R, \vec{r}) \Delta\lambda \Delta R p(\lambda, R, \vec{r}) dA(R, \vec{r}), \quad (2.35)$$

де $J(\lambda, R, \vec{r})$ – індукована лазером спектральна щільність енергетичної яскравості на довжині хвилі λ елемента площі об'єкта, положення якого визначається радіусом-вектором \vec{r} в шарі одиничної товщини, розташованому на відстані R від лідара; $dA(R, \vec{r})$ – елемент площі об'єкта в положенні \vec{r} на відстані R від лідара; $p(\lambda, R, \vec{r})$ – ймовірність потрапляння випромінювання з довжиною хвилі λ , що виходить з елемента площі $dA(R, \vec{r})$, на фотоприймач [3, 4].

На цю ймовірність впливають багато факторів, які включають: геометричні особливості лазерного зондування атмосфери, впливні послаблюючі фактори атмосфери, оптико-спектральні характеристики приймального пристрою тощо. Більшість із цих впливових факторів можна виділити, записавши рівняння

$$p(\lambda, R, \vec{r}) = (A_0 / R^2) T(\lambda, R) \xi(\lambda) \xi(R, \vec{r}), \quad (2.36)$$

де A_0 / R^2 – тілесний кут, у якому здійснюється прийом сигналів оптичною схемою (A_0 – площа лінзи або дзеркала приймального телескопа); $T(\lambda, R)$ – коефіцієнт пропускання атмосфери на довжині хвилі λ на шляху R ;

$\xi(\lambda)$ – коефіцієнт спектрального пропускання приймальної оптичної схеми, який враховує селективний вплив за спектром пропускання елементів схеми; $\xi(R, \vec{r})$ – ймовірність того, що випромінювання елемен-

та площі поверхні об'єкта, положення якого визначається радіусом-вектором \vec{r} і відстанню до об'єкта R , досягне фотоприймача.

Можна припустити, що $\xi(R, \vec{r})$ є коефіцієнтом перекриття, який залежить тільки від перекривання області, освітлюваної лазерним променем на поверхні об'єкта дослідження, полем зору фотоприймача. Цей коефіцієнт має велике значення й може досить сильно залежати від конструкції приймальної оптичної схеми, тому його часто називають геометричним фактором.

На спектральну щільність енергетичної яскравості об'єкта $J(\lambda, R, \vec{r})$ у значній мірі впливає характер взаємодії лазерного випромінювання й середовища об'єкта. У випадку пружного розсіювання можна записати таке рівняння:

$$J(\lambda, R, \vec{r}) = \beta(\lambda_L, \lambda, R, \vec{r}) I(R, \vec{r}), \quad (2.37)$$

де $I(R, \vec{r})$ – поверхнева щільність потоку випромінювання на відстані R в області \vec{r} , а

$$\beta(\lambda_L, \lambda, R, \vec{r}) = \sum_i N_i(R, \vec{r}) \left\{ \frac{d\sigma(\lambda_L)}{d\Omega} \right\}_i^s L_i(\lambda) \quad (2.38)$$

об'ємний коефіцієнт зворотного розсіювання, де $N_i(R, \vec{r})$ – концент-

рація центрів розсіювання типу i ; $\left\{ \frac{d\sigma(\lambda_L)}{d\Omega} \right\}_i^s$ – диференціальний пере-

тин розсіювання при освітленні лазерним випромінюванням з довжиною хвилі λ_L ; $L_i(\lambda)$ – частина розсіяного випромінювання, що потрапляє в інтервал довжин хвиль $(\lambda, \lambda + \Delta\lambda)$.

Загальну потужність сигналу, прийняту фотоприймачем у момент $t = 2R/c$, що відповідає часу, необхідному для того, щоб лазерний імпульс пройшов із швидкістю світла шлях R і зворотне випромінювання досягло лідача, можна визначити як

$$P(\lambda, t) = \int_0^{R=ct/2} dR \int_{\Delta\lambda_0} d\lambda \int J(\lambda, R, \vec{r}) p(\lambda, R, \vec{r}) dA(R, \vec{r}). \quad (2.39)$$

Інтегрування у формулі (2.39) необхідно здійснити тому, що випромінювання, яке досягає фотоприймача в момент t , приходить не тільки із відстані $ct/2$, але й з будь-якої іншої точки уздовж траєкторії лазерного імпульсу, де виникає розсіювання. Межі інтегрування по до-

вжині хвилі збігаються із спектральним інтервалом $\Delta\lambda_0$, центром якого є довжина хвилі λ , фотоприймача лідарної установки. З урахуванням рівнянь (2.36) і (2.37) можна записати такий вираз:

$$P(\lambda, t) = A_0 \int_0^{R=ct/2} \frac{dR}{R^2} \int_{\Delta\lambda_0} \xi(\lambda) d\lambda \int \beta(\lambda_L, \lambda, R, \vec{r}) T(\lambda, R) \xi(R, \vec{r}) I(R, \vec{r}) dA(R, \vec{r}). \quad (2.40)$$

Для світлорозсіювального середовища ширина спостережуваного спектрального інтервалу випромінювання, як і лазерного випромінювання, є досить вузькою. Якщо припустити, що ширина спектральних інтервалів цих обох випромінювань є меншою ширини $\Delta\lambda_0$ фотоприймаючого пристрою, то $L_i(\lambda)$ і β можна розглядати як дельта-функції. Якщо також припустити, що в області перекривання поля зору фотоприймача й площі, освітлюваної лазерним променем, досліджуване середовище буде однорідним, то можна записати таке рівняння:

$$P(\lambda, t) = A_0 \xi(\lambda) \int_0^{R=ct/2} \beta(\lambda_L, \lambda, R) T(\lambda, R) \frac{dR}{R^2} \int \xi(R, \vec{r}) I(R, \vec{r}) dA(R, \vec{r}). \quad (2.41)$$

В цій формулі, як вище вказувалось, ймовірність $\xi(R, \vec{r})$ можна вважати такою, що дорівнює одиниці в області, де поле зору фотоприймача лідара збігається із площею, освітлюваною лазерним променем, і $\xi(R, \vec{r}) = 0$ для будь-якої іншої області. Припустимо також, що поперечний розподіл потужності в лазерному імпульсі на відстані R та площі $A_L(R)$ є однорідним. У цьому випадку

$$\int \xi(R, \vec{r}) I(R, \vec{r}) dA(R, \vec{r}) = \xi(R) I(R) A_L(R) \quad (2.42)$$

і

$$P(\lambda, t) = A_0 \xi(\lambda) \int_0^{R=ct/2} \beta(\lambda_L, \lambda, R) T(\lambda, R) \xi(R) I(R) A_L(R) \frac{dR}{R^2}. \quad (2.43)$$

2.6 Трансформація лазерного випромінювання в атмосфері

Для спрощення представлення трансформації випромінювання в атмосферному середовищі зробимо заміну форми лазерного імпульсу, інтенсивність якого змінюється в часі, на прямокутну із тривалістю τ_L . Тоді межі інтегрування в рівнянні (2.43) складатимуть від $c(t - \tau_L)/2$ до $ct/2$.

Враховуючи, що шлях променя в середовищі, зазвичай, значно перевищує довжину лазерного імпульсу $c\tau_L$, то для невеликих відста-

ней, на яких ведеться інтегрування, параметри, які залежні від відстані, можна вважати сталими. Тоді повністю розсіяну потужність лазера, що реєструється фотоприймачем за час $t = 2R/c$, можна виразити як

$$P(\lambda, t) = A_0 \xi(\lambda) \beta(\lambda_L, \lambda, R) T(\lambda, R) \xi(R) I(R) A_L(R) \frac{c\tau_L}{2R^2}. \quad (2.44)$$

Якщо ж бути більш точним, то останній коефіцієнт повинен мати вигляд $(c\tau_L/2)/[R(R - c\tau_L/2)]$, але при $R \gg (R - c\tau_L/2)$ вираз спрощується.

При виведенні цього рівняння можна припустити що умова $\tau d \ll 2R/c$, де $(\tau d -$ час інтегрування фотоприймача), і ефективний просторовий розподіл такої системи обмежується величиною відстані $c(\tau_d + \tau_L)/2$.

Для прямокутного лазерного імпульсу тривалістю τ_L справедливе співвідношення

$$I(R) = \frac{P_L T(\lambda_L, R)}{A_L(R)}, \quad (2.45)$$

де P_L – максимальна потужність лазера, яка в загальному випадку дорівнює

$$P_L = E_L / \tau_L; \quad (2.46)$$

$T(\lambda_L, R)$ – коефіцієнт пропускання атмосфери на довжині хвилі лазера на шляху R .

Із закону Бугера-Ламберта-Бера випливає, що коефіцієнти пропускання дорівнюють:

$$T(\lambda_L, R) = \exp\left[-\int_0^R k(\lambda_L, R) dR\right] \quad \text{та} \quad T(\lambda, R) = \exp\left[-\int_0^R k(\lambda, R) dR\right], \quad (2.47)$$

де $k(\lambda_L, R)$ і $k(\lambda, R)$ – коефіцієнти послаблення в атмосфері для лазерної довжини хвилі, та хвилі, що детектується.

На практиці вимірюється енергія на довжині хвилі λ , зареєстрованої детектором за час τ_d , що дорівнює часу інтегрування фотоприймача, або

$$E(\lambda, R) = \int_{2R/c}^{2R/c + \tau_d} P(\lambda, t) dt. \quad (2.48)$$

Об'єднавши рівняння (2.36)–(2.40), можна отримати вираз для енергії лазера, що розсіюється об'єктом і реєструється за час інтегрування детектора τ_d :

$$E(\lambda, R) = E_L \xi(\lambda) T(R) \xi(R) \frac{A_0}{R^2} \beta(\lambda_L, \lambda, R) \frac{c\tau_d}{2}, \quad (2.49)$$

який і є лідарним рівнянням при однократному розсіянні променя.

Для розсіяної об'єктом енергії, яка реєструється за час інтегрування сигналу фотоприймачем, рівняння (2.49) являє собою найбільш адекватну форму лідарного рівняння для розсіювання.

При виведенні цього рівняння неявним припущенням є умова $\tau_d \ll 2R/c$. Ефективний просторовий розподіл такої системи обмежується величиною відстані $c(\tau_d + \tau_L)/2$. Якщо центри одного типу домінують у розсіюванні і це розсіювання ізотропне, то лідарне рівняння набуде вигляду

$$E(\lambda, R) = E_L \xi(\lambda) T(R) \xi(R) \frac{A_0}{R^2} N(R) \frac{\sigma^s(\lambda_L, \lambda) c \tau_d}{4\pi \cdot 2}, \quad (2.50)$$

де $\sigma^s(\lambda_L, \lambda)$ – загальний поперечний переріз розсіювання на довжині хвилі λ для падаючого випромінювання з довжиною хвилі λ_L . Рівняння (2.50) відповідає основній формі лідарного рівняння з одним типом центрів розсіювання.

2.7 Лазерне зондування атмосферних аерозолів

Для лазерного імпульсу, який має більш загальну форму, можна записати таке рівняння:

$$I(R^*) = \frac{E_L T(\lambda_L, R^*)}{A_L(R^*)} F(t^*), \quad (2.51)$$

де $F(t^*)$ визначає тимчасове поведіння лазерного імпульсу в системі відліку, початком якої є його передній фронт. Тоді очевидно наступне відношення:

$$t^* = 2(R - R^*)/c, \quad (2.52)$$

де t^* відповідає часу, необхідному для проходження переднього фронту лазерного імпульсу від R^* до R і повернення розсіяного випромінювання у R^* . Можна також прийняти, що

$$\int_0^{\infty} F(t^*) dt^* = 1. \quad (2.53)$$

При цих умовах загальна потужність сигналу, що реєструється після закінчення часу t , що відповідає дальності R , виводиться з рівняння (2.43):

$$P(\lambda, t) = E_L A_0 \xi(\lambda) \int_0^{R=ct/2} \beta(\lambda_L, \lambda, R^*) T(R^*) \xi(R^*) F(t^*) \frac{dR^*}{R^{*2}}, \quad (2.54)$$

де $F(R^*)$ використовується для вираження $F(t^*)$.

Якщо припустити, що ефективна тривалість лазерного імпульсу невелика у порівнянні з довжиною шляху променя, то можна вважати коефіцієнт $[\beta(\lambda_L, \lambda, R^*)T(R^*)\xi(R^*)]/R^{*2}$ сталим на невеликому інтервалі відстані, для якого $\xi(R^*)$ – скінченна величина. Тоді рівняння (2.54) набуде вигляду:

$$P(\lambda, t) \cong E_L \frac{A_0}{R^2} \xi(\lambda) \beta(\lambda_L, \lambda, R) T(R) \xi(R) \int_{t=0}^{t=2R/c} F(t^*) \frac{cdt^*}{2}. \quad (2.55)$$

Враховуючи, що верхня межа інтегрування відповідає часу, за який розсіяне випромінювання від переднього фронту лазерного імпульсу досягає приймального телескопу лідара, з рівняння (2.53) випливає, що $\int_{t=0}^{t=2R/c} F(t^*) dt^* = 1$.

Отже, загальну розсіяну потужність лазера, що реєструється за час проходження переднім фронтом лазерного імпульсу відстані R , можна записати у вигляді

$$P(\lambda, t) = P_L \frac{A_0}{R^2} \xi(\lambda) \beta(\lambda_L, \lambda, R) \xi(R) \frac{c\tau_L}{2} \exp\left(-\int_0^R k(R) dR\right), \quad (2.56)$$

де $k(R) = k(\lambda_L, R) + k(\lambda, R)$ – двопрохідний коефіцієнт послаблення і $P_L = E_L / \tau_L$ – середня потужність лазерного імпульсу.

Для випадку пружного розсіювання (Мі або Релея) довжина хвилі спостереження збігається з довжиною хвилі лазера. При цьому можна записати таке рівняння:

$$P(\lambda_L, t) = P_L \frac{A_0}{R^2} \xi(\lambda_L) \beta(\lambda_L, R) \xi(R) \frac{c\tau_L}{2} \exp\left(-2\int_0^R k(\lambda_L, R) dR\right). \quad (2.57)$$

Рівняння (2.56) є лідарним рівнянням для розсіювання, а (2.57) відповідає випадку розсіювання Мі для лазерного зондування атмосферних аерозольних потоків [38–40].

3 МАТЕМАТИЧНІ МОДЕЛІ РОЗПОВСЮДЖЕННЯ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ В ПОЛІДИСПЕРСНИХ АЕРОЗОЛЬНИХ СЕРЕДОВИЩАХ

3.1 Математична модель поглинання лазерного випромінювання атмосферними газами

Енергетичне послаблення електромагнітних хвиль атмосферою обумовлене, головним чином, явищами його поглинання і розсіювання молекулами газів і різноманітними аерозольними частками.

У разі однорідного середовища інтегральна форма закону Бугера має вигляд

$$I(\nu) = I_0(\nu) e^{-k(\nu)l}, \quad (3.1)$$

де $I_0(\nu)$ і $I(\nu)$ – інтенсивності випромінювання з частотою ν до і після проходження шару середовища завтовшки l .

Показник експоненти в (3.1) прийнято називати оптичною товщиною середовища $\tau = k(\nu)l$. Спектральним пропусканням і спектральним поглинанням є величини, що характеризують частку направлено-го світлового випромінювання з частотою ν , що пройшло через заданий шар середовища і що поглинулось в ньому:

$$T(\nu) = \frac{I(\nu)}{I_0(\nu)} = e^{-k(\nu)l} \quad \text{і} \quad A(\nu) = \frac{I_0(\nu) - I(\nu)}{I_0(\nu)} = 1 - e^{-k(\nu)l}. \quad (3.2)$$

Також очевидно, що $T(\nu) = 1 - A(\nu)$.

З виразів (3.1) і (3.2) видно, що коефіцієнт поглинання (екстинції) $k(\nu)$ є характеристикою поглинальних властивостей середовища, за якою можна провести кількісну оцінку частини поглиненого (пропущеного) цим шаром середовища монохроматичного випромінювання.

Функції пропускання і поглинання характеризують величину пропускання і поглинання випромінювання, що міститься в спектральному інтервалі $\Delta\nu = \nu_2 - \nu_1$. Отже, вони є аналогами спектрального пропускання і спектрального поглинання для немонохроматичного випромінювання. Відповідно до цього можна записати

$$T = \frac{\int_{\nu_1}^{\nu_2} I_0(\nu) e^{-k(\nu)l} d\nu}{\int_{\nu_1}^{\nu_2} I_0(\nu) d\nu}; \quad A(\nu) = \frac{\int_{\nu_1}^{\nu_2} I_0(\nu) [1 - e^{-k(\nu)l}] d\nu}{\int_{\nu_1}^{\nu_2} I_0(\nu) d\nu}. \quad (3.3)$$

У окремому випадку $I_0(\nu) = \text{const}$

$$T = \frac{1}{\nu_2 - \nu_1} \int_{\nu_1}^{\nu_2} e^{-k(\nu)l} d\nu; \quad A = \frac{1}{\nu_2 - \nu_1} \int_{\nu_1}^{\nu_2} [1 - e^{-k(\nu)l}] dl. \quad (3.4)$$

Енергетичні втрати лазерного випромінювання внаслідок поглинання атмосферними газами можуть бути оцінені за допомогою формул (3.2) або (3.3) і (3.4) залежно від монохроматичності лазерного випромінювання і селективності поглинання атмосферних газів у відповідній ділянці спектру.

Формули (3.2) можна застосовувати, коли в межах спектру випромінювання лазера коефіцієнти поглинання є незалежними від частоти (довжини хвилі), наприклад, в областях, вільних від ліній поглинання. Ділянки спектру, на яких коефіцієнти поглинання приймають найменші значення, на практиці ще називають «вікнами прозорості атмосфери».

При збіганні вузької лінії лазерного випромінювання з центральною частиною ширшої лінії поглинання можна практично нехтувати залежністю коефіцієнта поглинання від частоти в межах лазерної лінії. При цьому достатньо використовувати формули (3.2), що описують експоненціальне затухання з відстанню або поглинаючою масою газу. У всіх інших випадках, коли не можна знехтувати залежністю коефіцієнта поглинання в межах спектра випромінювання лазера, для кількісної оцінки поглинання випромінювання атмосферними газами необхідно використовувати формули (3.3) для функцій пропускання і поглинання. При цьому затухання випромінювання вже не описуватиметься експоненціальним законом. Такий підхід матиме місце і в тих випадках, коли спектр випромінювання лазера складається із сукупності ліній, в межах спектральної ширини кожної з яких коефіцієнти поглинання не змінюються, але мають різні значення для різних ліній спектра випромінювання.

При експериментальному визначенні поглиненої атмосферними газами лазерної енергії у разі використання формул (3.2) достатньо проведення точного вимірювання для одного шару середовища, щоб розв'язати задачу для будь-якого іншого шару цього ж середовища. Якщо формула (3.2) непридатна, то вимірювання функцій пропускання (поглинання) необхідно проводити для широкого інтервалу значень товщини шару газу, щоб потім можна було методом інтерполяції визначити шукані значення для заданого проміжного шару.

Нарешті, формула (3.4) описує випадок, коли з тих або інших причин необхідно знати функції пропускання (поглинання) тієї частини спектра лазерного джерела випромінювання, в межах якої $I_0(\nu) = \text{const}$.

При розгляді питання про поглинання лазерного випромінювання найчастіше доводиться зустрічатися із ситуацією, коли вузька лазерна лінія випромінювання знаходиться в області також достатньо вузької окремої лінії поглинання. Спектр поглинання атмосферних газів, як добре відомо, складається з певної сукупності спектральних ліній, тому розглянемо закономірності поглинання окремою лінією. Для нижніх шарів атмосфери контур окремої лінії поглинання в його центральній частині досить добре описується дисперсійною формулою

$$k(\nu) = \frac{S}{\pi} \frac{\gamma}{(\nu - \nu_0)^2 + \gamma^2}, \quad (3.5)$$

де $k(\nu)$ – коефіцієнт поглинання для частоти ν ; S – інтенсивність лінії; ν_0 – її центр і γ – напівширина.

При цьому інтенсивність лінії визначається через інтеграл $S = \int_0^{\infty} k(\nu) d\nu$, а напівширина є половиною спектрального інтервалу між частотами ν_2 і ν_1 контуру лінії, які визначаються із умови $k(\nu_1) = k(\nu_2) = \frac{1}{2}k(\nu_0)$.

Інтенсивності ліній поглинання атмосферних газів змінюються одна від одної настільки сильно, що, якщо лазерне випромінювання потрапляє в центр найбільш сильної лінії, то воно повністю поглинається в приземному атмосферному шарі товщиною в доли міліметра. І навпаки, якщо випромінювання потрапляє в проміжки між слабкими лініями або, що іноді називаються мікровікнами прозорості атмосфери, то воно може долати відстань в тому ж приземному шарі атмосфери в десятки і навіть сотні кілометрів. Коефіцієнти поглинання в центрах сильних ліній і в найбільш прозорих мікровікнах атмосфери можуть відрізнятись в мільярди і більше разів, а прозорість атмосфери, як впливає із закону Бугера (3.1), експоненціально залежить від $k(\nu)$.

Наочне уявлення про вікна прозорості атмосфери можна отримати з рис. 3.1, на якому наведено два записи спектра поглинання сонячного випромінювання із малою спектральною роздільною здатністю.

Молекулярне розсіяння досить добре вивчене, складені обширні таблиці коефіцієнтів розсіяння у видимій і інфрачервоній областях спектра, які забезпечують достатньо точне кількісне визначення втрат енергії хвиль, що розповсюджуються у будь-яких напрямках в атмосфері.

Теорія молекулярного розсіяння світла Кабанна–Релея дає такий вираз для коефіцієнта розсіяння в газах:

$$\sigma_{rel} = \frac{8\pi^3 (n^2 - 1)^2 (6 + 3\delta)}{3N\lambda^4 (6 - 7\delta)}, \quad (3.6)$$

де N – число молекул в одиниці об'єму; n – показник заломлення середовища; δ – показник деполаризації розсіяного випромінювання, за останніми даними дорівний 0,035 [1].

Розрахунки σ_{rel} для довжин хвиль в інтервалі 0,2...20 мкм за формулою (3.6) дозволяють визначати оптичну товщину τ_{rel} молекулярного розсіяння для різних геометричних товщ атмосфери. Маючи дані про коефіцієнти молекулярного розсіяння і оптичну товщину, неважко оцінити роль молекулярного розсіяння в енергетичних втратах оптичного випромінювання при розповсюдженні в атмосфері. Насправді, кількісною мірою цих втрат є прозорість даного шару атмосфери $T_{rel}(\lambda) = e^{-\tau_{rel}(\lambda)}$. У приземному шарі $\tau_{rel}(\lambda) = \sigma_{rel}(\lambda)/l$, де l – товщина шару.

Якщо розглядати вертикальний шар молекулярної атмосфери, то в цьому випадку його оптична товщина буде $\tau_{rel}(\lambda) = \int_0^{\infty} \sigma_{rel}(\lambda, S) dS$, де $\sigma_{rel}(\lambda, S)$ – молекулярний коефіцієнт розсіяння випромінювання з довжиною хвилі, яка залежить від координати шару (або висоти в атмосфері).

У табл. 3.1 наведені результати відповідного розрахунку енергетичних втрат для декількох довжин хвиль випромінювання. З таблиці добре видно значну залежність втрат енергії випромінювання від довжини хвилі за рахунок молекулярного розсіяння. Так, у вертикальному стовпі всієї товщі атмосфери для довжини хвилі 0,3 мкм ці втрати складають 70,4 %, для довжини хвилі 0,55 мкм – вже тільки 9,1%, а для лазерів на рубіні і склі з неодимом – відповідно, 3,9 і 0,7 %. Аналогічна картина має місце і в приземному шарі атмосфери.

Аерозольне розсіяння складається в загальному випадку не тільки із розсіяння, але і поглинання енергії хвиль аерозольними частками.

Тому правильніше було б говорити про аерозольне затухання, яке обумовлене як розсіянням, так і поглинанням потоку випромінювання частками аерозолю.

На основі якісного аналізу результатів експериментальних досліджень [1] впливає, що полідисперсні коефіцієнти аерозольного розсіяння залежать від відповідних коефіцієнтів для окремих часток, а також від їх об'ємної концентрації і розподілу за розмірами.

3.3 Математична модель розсіяння світла аерозольними частками

Послідовний опис розсіяння світла (РС) можливий в рамках квантової теорії взаємодії випромінювання з речовиною, згідно з якою одиничний акт РС розглядається як поглинання частинкою речовини падаючого фотона з енергією $h\omega$, імпульсом hk і поляризацією μ , а потім випускання фотона з енергією $h\omega'$, імпульсом hk' і поляризацією μ' , де ω і ω' – частоти падаючого і розсіяного випромінювань; k і k' – хвильові вектори (див. табл. 3.1.). Якщо енергія випущеного фотона дорівнює енергії поглиненого (тобто $\omega = \omega'$), РС називається релєївським, або пружним. При $\omega \neq \omega'$ РС супроводжується перерозподілом енергії між випромінюванням і речовиною і його називають непружним.

Таблиця 3.1 – Втрати енергії випромінювання, %, різних довжин хвиль за рахунок молекулярного розсіяння

λ , мкм	в приземному шарі атмосфери на відстані, км		у вертикальному стовпі всього шару атмосфери
	1	10	
0,30	13,4	76,3	70,4
0,55	1,1	10,9	9,1
0,63	0,8	7,2	6,7
0,60	0,5	4,6	3,9
0,80	0,3	2,5	2,1
1,06	0,1	0,9	0,7

Кількісною характеристикою РС при класичному і квантовому описі є диференціальний переріз розсіяння $d\sigma$, що визначається як відношення потоку випромінювання dI , розсіяного в малий елемент тілесного кута $d\Omega$, до величини I_0 падаючого потоку:

$$d\sigma = dI / I_0 . \quad (3.7)$$

Повний переріз розсіяння σ є сумою $d\sigma$ по всіх напрямках, тобто по всіх $d\Omega$. При пружному розсіянні можна вважати що σ – розмір площадки, яка «не пропускає світло» у напрямі його першочергового розповсюдження. Наочною характеристикою РС служить індикатриса розсіяння – крива, що графічно відображає залежність інтенсивності розсіяного світла від кута розсіяння.

Якщо частота ω падаючого світла мала в порівнянні з частотою ω_0 , то $\sigma \sim \omega^4$ або $\sigma \sim \lambda^{-4}$ (λ – довжина хвилі світла). При $\omega \approx \omega_0$ перерізи $d\sigma$ різко зростають, досягаючи при резонансі ($\omega = \omega_0$) великих значень $\sigma \sim \lambda^2 \sim 10^{-10}$ см². Резонансне РС по суті є резонансною флуоресценцією. Індикатриса розсіяння неполяризованого світла атомів така, що інтенсивність світла, розсіяного вперед або назад (під кутами 0° і 180°), удвічі більша, ніж під кутом 90° , що спостерігається в розріджених газах. При РС молекулами разом з релєївськими (незміщеними) лініями в спектрі розсіяння з'являються лінії непружного РС (зміщені по частоті). Відносний зсув $(\omega - \omega')/\omega \sim 10^{-3} \dots 10^{-5}$, а інтенсивність зміщених ліній складає лише $10^{-3} - 10^{-6}$ релєївської інтенсивності. РС дрібними частками обумовлює клас явищ, які можна описати на основі теорії дифракції світла на діелектричних частинках. Коли радіус частки r значно менший довжини хвилі світла λ_n в речовині, РС на ній аналогічно нерезонансному РС атомом. Переріз і інтенсивність РС в цьому випадку сильно залежить від r і від різниці діелектричної проникності ε і ε_0 розсіювальної речовини і навколишнього середовища і визначається співвідношенням Дж. У. Релея [2]:

$$\sigma \sim \lambda_n^{-4} r^6 (\varepsilon - \varepsilon_0)^2. \quad (3.8)$$

Із збільшенням r до $r = \lambda_n$ і більше (за умови $\varepsilon > 1$) в індикатрисі розсіяння з'являються різкі максимуми і мінімуми – поблизу так званих резонансів Мі ($2r = m\lambda_n$, $m = 1, 2, 3, \dots$) перерізи $d\sigma$ значно зростають і стають близькими $6\pi r^2$; розсіяння вперед посилюється, назад – слабшає; залежність поляризації світла від кута розсіяння значно ускладнюється.

РС великими частками ($r \gg \lambda_n$) розглядається з урахуванням інтерференції променів, відображених і заломлених на поверхнях часток. Важлива особливість цього випадку – періодичний (по куту) характер індикатрисы розсіяння і періодична залежність перетину від параметра r/λ_n . РС середовищами, що складаються з великого числа часток, істотно відрізняється від РС окремими частками. Це зв'язано,

по-перше, з інтерференцією хвиль, розсіяних окремими частками, між собою і падаючою хвилею; по-друге, у багатьох випадках з'являються ефекти багатократного розсіяння (переопромінення), коли світло, розсіяне однією часткою, знов розсіюється іншими; по-третє, взаємодія часток між собою не дозволяє вважати їх рухи незалежними. Переріз розсіяння Мі може бути настільки великим, що навіть незначна кількість дисперсних часток відповідних розмірів може дати сигнал розсіяного випромінювання, що повністю перебиває сигнали релеївського або комбінаційного розсіяння. Ця властивість дисперсних часток широко використовується для лазерного зондування малих концентрацій аерозолів.

Коректне розв'язання задачі про розсіяння світла однією сферичною частинкою детально викладено в широко відомій монографії К. С. Шифрина [3]. Воно є точним розв'язком рівнянь Максвелла за певних умов для складових напруженості розсіяного електромагнітного поля, на основі яких можуть бути отримані інтенсивність і інші параметри Стокса, тобто сукупність квадратичних величин, що однозначно і повністю характеризують розсіяне оптичне поле. Матриця перетворення для параметрів Стокса розсіяного поля, яку прийнято називати матрицею розсіяння, повністю визначається оптичними властивостями частки і має сім незалежних компонент, оскільки для окремої частки між всіма 16 компонентами матриці існує 9 функціональних співвідношень [3]. У разі однорідної сферичної частки число незалежних одна від одної змінних скорочується до трьох, кожна з яких є функцією кута розсіяння. Матриця розсіяння в цьому випадку може бути нормована на величину, що визначає сумарний розсіяний потік. Сумарний потік електромагнітної енергії, розсіяний часткою на всіх напрямках і віднесений до інтенсивності падаючого на неї потоку, визначає коефіцієнт розсіяння однією часткою. Аналогічно можна визначити коефіцієнти поглинання і затування однією часткою.

У багатьох випадках корисними є поняття чинників ефективності затування, розсіяння і поглинання, що виражаються, відповідно, через коефіцієнти затування, розсіяння і поглинання формулами типу

$$\sigma(a, \lambda) = \pi a^2 K(\rho, m). \quad (3.9)$$

Строгі вирази для $K_p(\rho, m)$ і $K_{II}(\rho, m)$ є нескінченними рядами і залежать від двох аргументів, що характеризують відносний розмір ρ і відносний показник заломлення m частки; $\rho = 2\pi a/\lambda$, $m = m_1/m_2$, де m_1 і m_2 – комплексні показники заломлення частки і середовища.

Стосовно умов розсіяння радіації в атмосфері відносний комплексний показник заломлення можна вважати рівним показнику заломлення частки, тобто можна прийняти $m = m_1 = n - i\chi$, де n – звичайний показник заломлення; χ – показник поглинання речовини частки. У низці асимптотичних випадків для K , K_p і K_{II} отримуємо вирази в кінцевому вигляді.

У зв'язку з великим інтересом до даних про величини K , K_p і K_{II} фахівцями різних областей виконано досить багато відповідних розрахунків для різних m і ρ . Зокрема, для атмосферних аерозолів, докладні результати наведені в [4], а одна із ілюстрацій на рис. 3.3.

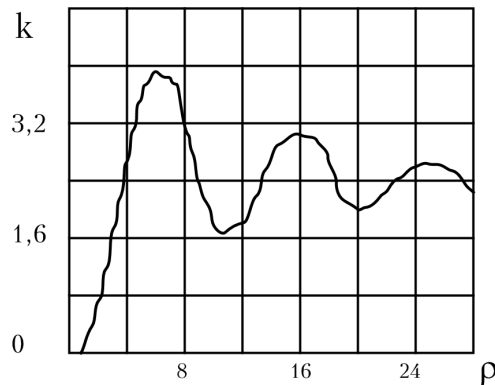


Рисунок 3.3 – Фактор ефективності затухання для водяних сфер з $n=1,33$ (видима область спектра)

Якщо не враховувати взаємний вплив часток в актах розсіяння або виходити з припущення про незалежне розсіяння кожною частинкою, то для об'ємного коефіцієнта затухання виходить такий вираз:

$$\alpha(\lambda) = N \int_0^{\infty} \sigma(a, \lambda) f(a) da, \quad (3.10)$$

де N – число часток в одиниці об'єму; $\sigma(a, \lambda)$ – коефіцієнт затухання випромінювання з довжиною хвилі λ для частинки радіуса a (тут і далі розсіювальні частки вважаються сферичними); $f(a)$ – функція розподілу часток за розмірами, яка визначається із співвідношення $N'_a da = N f(a) da$, де N'_a – число часток, що мають радіуси $a \dots a + da$.

Із формули (3.10) і рівності $\sigma(\lambda, a) = \sigma_p(\lambda, a) + \sigma_{II}(\lambda, a)$ автоматично отримуємо вираз для полідисперсних коефіцієнтів розсіяння $\alpha_p(\lambda)$ і поглинання $\alpha_{II}(\lambda)$:

$$\alpha_p(\lambda) = N \int_0^{\infty} \sigma_p(\lambda, a) f(a) da; \quad \alpha_{II}(\lambda) = N \int_0^{\infty} \sigma_{II}(\lambda, a) f(a) da. \quad (3.11)$$

Рівняння для визначення інтенсивності випромінювання, що розповсюджується по деякій трасі, можна записати, використовуючи коефіцієнт затухання

$$dI(\lambda) = I(\lambda)\alpha(\lambda)dl. \quad (3.12)$$

Інтегрування (3.12) дає відоме співвідношення аерозольної прозорості атмосфери

$$T(\lambda) = I/I_0 = e^{-\int^L \alpha(\lambda,l)dl}, \quad (3.13)$$

де I_0 – інтенсивність випромінювання на початку траси, а $\alpha(\lambda,l)$ – коефіцієнт послаблення, який в загальному випадку змінюється по трасі променя в залежності від розмірів і концентрації часток.

Для однорідного шару аерозольної атмосфери з (3.13) легко отримати вираз для закону Бугера:

$$I(\lambda) = I_0(\lambda)e^{-\alpha(\lambda)dl}. \quad (3.14)$$

Найбільш зручним і інформативним для дослідження поля розсіяння поляризованих пучків випромінювання, є вектор-параметричний опис Стокса. Параметри Стокса, забезпечуючи інформаційну повноту опису спостережуваних величин, володіють низкою переваг у порівнянні з іншими (скажімо, матричним представленням Джонсона) способами опису світлового потоку. Адитивність параметрів Стокса для некогерентних компонент світлового потоку і їх відповідність реально вимірюваним величинам і визначає їх застосування переважно для дослідження процесів розповсюдження випромінювання в розсіювальних середовищах. Для практичного застосування найбільш широкого використання набули такі чотири параметри:

$$\begin{aligned} S_1 &= E_1 E_1^* + E_2 E_2^*; & S_3 &= E_1 E_2^* - E_1^* E_2; \\ S_2 &= E_1 E_1^* - E_2 E_2^*; & S_4 &= -i(E_1 E_2^* - E_1^* E_2), \end{aligned} \quad (3.15)$$

де E_1 і E_2 – амплітуди взаємно ортогональних складових напруженостей електромагнітного поля.

Відомо, що $S_1 = I$; $S_2 = IP \cos 2\psi_0$; $S_3 = IP \sin 2\psi_0$; $S_4 = Iq$, де I – повна інтенсивність світлового пучка; P – ступінь поляризації; q – так званий ступінь еліпсної поляризації і ψ_0 – кут повороту максимальної поляризації відносно площини відліку. Пучок випромінювання інтен-

сивністю I можна представити як суму двох некогерентних пучків – повністю поляризованого інтенсивністю $I' = rI$ і повністю деполаризованого пучка інтенсивністю $I'' = (1-r)I$. Величина $r = \sqrt{\rho^2 + q^2}$ називається ступенем однорідності світлового пучка або величиною поляризації [5].

При опроміненні об'єму середовища dV світловим пучком, що має параметр S_j^0 і що розповсюджується в напрямі I_0 з кутовим створом $d\omega_0$, компоненти вектор-параметра S_i , розсіяного в напрямі I , пов'язані з S_j лінійним співвідношенням

$$dS_i d\omega = \frac{1}{R^2} \sum_j^4 \mu_{ij}(I, I_0) S_j^0(I_0) d\omega_0 dV, \quad (3.16)$$

де R – відстань від розсіювального об'єму до точки спостереження; $d\omega$ – тілесний кут, під яким з точки спостереження видно елемент об'єму; μ_{ij} – елементи матриці четвертого рангу віднесені до одиниці об'єму (матриця розсіяння), які характеризують розсіювальні властивості середовища незалежно від стану поляризації падаючого випромінювання.

Однією з найбільш важливих кутових характеристик є елемент матриці $\mu_{11}(I, I_0)$, який називається «коефіцієнтом направлено розсіяння». При опроміненні середовища неполяризованим випромінюванням $\mu_{11}(I, I_0)$ повністю описує кутову структуру інтенсивності розсіяного випромінювання. Для ізотропного середовища μ_{ij} залежить не від I і I_0 , а тільки від кута розсіяння ϕ між I_0 і I . В цьому випадку коефіцієнт розсіяння буде дорівнювати

$$\sigma_\lambda = \int_{4\pi} \mu_{11}(\varphi) d\omega. \quad (3.17)$$

Замість $\mu_{ij}(\varphi)$ можна ввести нормований елемент матриці розсіяння

$$f_{ij}(\varphi) = \frac{1}{\sigma} \mu_{ij}(\varphi), \quad (3.18)$$

де елемент $f_{11}(\varphi)$ задовольняє умову нормування

$$\int_{4\pi} f_{11}(\varphi) d\omega = 1 \quad (3.19)$$

і називається індикатрисою розсіяння.

Нерідко замість елементів $\mu_{ij}(\varphi)$ або $f_{ij}(\varphi)$ зручніше розглядати приведену матрицю розсіяння, елементи якої задаються співвідношенням

$$f_{ij}(\varphi) = f_{ij} / f_{11}. \quad (3.20)$$

Вид матриці розсіяння $\mu_{ij}(\varphi)$ для заданої довжини хвилі істотно залежить від властивостей розсіювального середовища, тобто від розмірів, форми, орієнтації, а також від оптичних властивостей часток в заданому середовищі. Величина $\mu_{ij}(\varphi)$ залежить від концентрації розсіювальних часток, тоді як елементи $f_{ij}(\varphi)$ нормованої матриці не залежать від концентрації, а залежать тільки від фізичних властивостей розсіювальних часток, що визначає можливість використання $f_{ij}(\varphi)$ при аналізі і зіставленні різного роду розрахунків і експериментальних даних.

Для задач, пов'язаних із розповсюдженням випромінювання в атмосфері, необхідно розглядати не окрему частинку, а сукупність часток в межах якого-небудь опроміненого об'єму. У разі сукупності сферичних часток, які відрізняються одна від одної тільки розмірами і що мають однакові оптичні параметри n_λ і χ_λ , значення елементів $\mu_{ij}(\varphi)$ замінюються на відповідні сумарні величини. Для безперервного розподілу часток за розмірами всередині інтервалу радіусів $a_1 \leq a \leq a_2$ загальне число часток в одиниці об'єму представляється у вигляді

$$N = \int_{a_1}^{a_2} n(a) da, \quad (3.21)$$

де $n(a)$ – безперервна інтегрована функція визначена в інтервалі радіусів $a_1 \leq a \leq a_2$.

Функція $n(a)$ є розрахованою концентрацією часток радіусу a в одиниці об'єму при одиничному прирості радіуса і називається функцією розподілу часток за розмірами. Для подібної полідисперсної системи часток елементи $\mu_{ij}(\varphi)$ визначаються таким чином:

$$\mu_{ij}(\varphi) = \int_{a_1}^{a_2} \mu_{ij}(\varphi, a, n, \lambda) n(a) da. \quad (3.22)$$

Якщо частки в розсіювальному середовищі мають не тільки різний розмір, але і різний склад, форму, відрізняються розподілом орієнтації для часток різного сорту, завдання визначення $\mu_{ij}(\varphi)$ вирішується роздільно всередині кожного класу часток, а потім на основі адитивності параметрів Стокса S_j (у наближенні одноразового розсіяння для не взаємодіючих часток) проводиться підсумовування елементів.

Затухання інтенсивності оптичного випромінювання при розповсюдженні його в аерозольному середовищі з урахуванням багатократного розсіяння і без урахування поляризаційних ефектів дорівнює:

$$dI(\lambda, I) = -\sigma(\lambda)I(\lambda, I) + \frac{\sigma(\lambda)dI}{4\pi} \int \mu(\varphi)I(\lambda, I)d\Omega, \quad (3.23)$$

де Ω – тілесний кут, що охоплює напрями падаючих на середовище оптичних пучків, розсіяне випромінювання від яких потрапляє в заданий напрям [40–44].

3.4 Спектральна прозорість атмосферних аерозольних утворень

Наведемо стисло кількісні дані про енергетичні втрати лазерного випромінювання, яке розповсюджується через найбільш характерні типи аерозольних утворень (хмари, тумани, задимленості і опади) для довжин хвиль випромінювання, які найбільш часто використовуються в лазерних систем зв'язку і навігації, локації і зондування газових складових і т. п.

У табл. 3.2 наведені розрахункові значення об'ємних коефіцієнтів розсіяння $\sigma_p(\lambda)$ водяних туманів і хмар [23–27], частки яких підпорядковуються гамма-розподілу, при $S_m = 200$ м. Коефіцієнти σ_p для інших значень S_m легко отримуються із даних табл. 3.2 за формулою

$$\sigma_p(0,55) = 3,9/S_m. \quad (3.24)$$

Таблиця 3.2 – Розрахункові значення об'ємних коефіцієнтів розсіяння туманів

λ , мкм	0,51; 0,56	0,63; 0,71	1,06; 1,15	3,39	10,6
$\sigma_p(\lambda)$, км ⁻¹	19,6	19,7	19,9	20,7	19,6

Атмосферна задимленість – найбільш частий стан атмосфери, що характеризується метеорологічною дальністю видимості $S_m \geq 1$ км [27]. У табл. 3.3 наведені значення об’ємних коефіцієнтів розсіяння задимленості, отриманих розрахунковим шляхом для $S_m = 10$ км і розподілу часток за розмірами Юнге.

Таблиця 3.3 – Об’ємні коефіцієнти розсіяння задимленості

λ , мкм	0,5	0,56	0,63	0,71	1,06	1,15	3,39	10,6
$\sigma_p(\lambda)$, км ⁻¹	0,4	0,46	0,32	0,26	0,18	0,17	0,08	0,01

Зрозуміло, що виміряні у кожному конкретному випадку коефіцієнти $\sigma_p(\lambda)$ для хмар, туманів і задимленостей відрізнятимуться від значень, наведених в табл. 3.2 і 3.3, проте ці відмінності не будуть значними.

Частки опадів у видимому і інфрачервоному діапазонах можуть розглядатися як великі частки, для яких параметр $\rho \gg 1$, $K(\rho, m) = 2$. В цьому випадку для коефіцієнта послаблення отримуємо

$$\sigma(\lambda) = N \int_0^{\infty} \pi a^2 K(\rho, m) f(a) da = 2Q, \quad (3.25)$$

де Q – геометричний переріз часток в одиниці об’єму, що визначається виразом $Q = N \int_0^{\infty} \pi a^2 f(a) da$.

Отже, об’ємні коефіцієнти розсіяння мають нейтральний хід у видимій і інфрачервоній областях спектра і однозначно визначаються геометричним перерізом, який при заданих характеристиках мікроструктури однозначно пов’язаний із водністю.

Наявні теоретичні розрахунки об’ємних коефіцієнтів розсіяння хмар, туманів, задимленості і опадів, що базуються на простих моделях мікроструктури, потребують експериментальної перевірки. Результати вимірювань прозорості хмар, туманів, задимленостей і опадів, отримані в різних кліматичних районах, викладені в [27–32]. Ці вимірювання показали, що затухання на ділянці спектра 0,35...3,7 мкм не залежить від довжини хвилі і складає в стійких туманах 50...250 дБ/км в залежності від інтенсивності туману. Із зростанням довжини хвилі затухання зменшувалося і поблизу 10 мкм було в 2...2,5 рази менше, ніж у видимій області спектра. У [27] експериментально досліджувалося в природних туманах відношення коефіцієнта затухання при $\lambda = 10,6$ мкм до коефіцієнта затухання при

$\lambda = 0,63$ мкм. Усереднене по всіх вимірюваннях відношення склало 0,38 із середньоквадратичним відхиленням 0,2.

Дані про горизонтальну прозорість хмар [29–33] показують, що коефіцієнт затухання у видимому діапазоні для зимових хмар типів Ci, As і Ac складає близько 80 дБ/км, а для St і Cu 200...400дБ/км. Результати комплексних, оптичних і мікрофізичних досліджень аерозольного затухання в задимленості на континентальних трасах наведені в [27–33] для діапазону хвиль 0,37...12 мкм. В результаті обробки експериментального матеріалу виділяються два різні типи задимленості (звичайна задимленість і туманна), спектральний хід коефіцієнта затухання в яких відрізняється. У звичайної задимленості має місце монотонний спектральний хід, для туману характерні розмиті екстремуми, що свідчить про присутність великих аерозольних часток.

Результати вимірювань коефіцієнта аерозольного затухання [11] наведені на рис. 3.4, де суцільні криві 1 і 2 сполучають окремі експериментальні значення, а штрихові криві 1' і 2' отримані в результаті розрахунку за даними мікрофізичних вимірювань сухої фракції аерозолю. Розрив кривих поблизу довжини хвилі 6,3 мкм обумовлений практично повним поглинанням радіації цього спектрального діапазону на дослідженій трасі протяжністю 3,5 км. Рисунок 3.4 добре ілюструє узгодженість оптичних і мікрофізичних даних в діапазоні 2...5 мкм, а також наявність максимумів в районі хвиль 2,9 і 11 мкм, що пояснюється поглинанням випромінювання речовиною аерозольних часток.

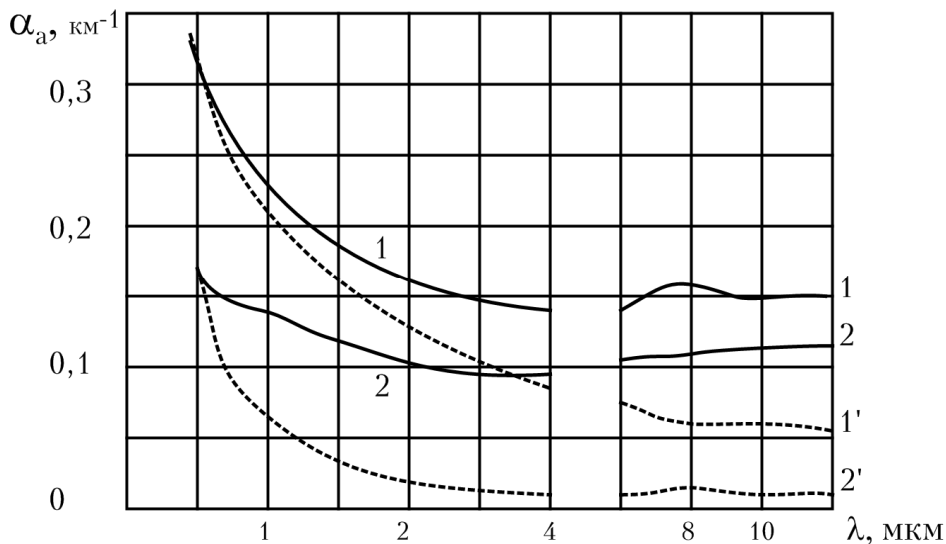


Рисунок 3.4 – Спектральний хід коефіцієнтів аерозольного затухання:
 1, 2 – експериментальні результати отримані по даним [11];
 1', 2' – розраховані для сухої фракції аерозолю

Результати вимірювань мікрофізичних характеристик опадів [27] свідчать, що розміри часток опадів складають більше 100 мкм. Отже, в області 0,4...15 мкм параметри Мі $\rho \gg 1$. В цьому випадку коефіцієнт розсіяння не залежить від довжини хвилі і дорівнює двом геометричним перерізам часток в одиниці об'єму, тому послаблення видимого і інфрачервоного випромінювання має нейтральний спектральний хід. Проте при конкретних вимірюваннях необхідно вносити поправки, що враховують внесок розсіяного вперед випромінювання у вимірювану інтенсивність. Експериментальних даних про розповсюдження лазерного випромінювання в снігопадах поки що недостатнє для з'ясування впливу особливостей мікроструктури снігу на величину затухання. Детальне вивчення цього питання пов'язане із багатьма труднощами, наприклад, розробкою апаратури для вимірювання характеристик снігопадів, включаючи їх мікроструктуру. Наявні в літературі дані [27–35] вказують на сильне затухання лазерного сигналу в снігопаді. Максимальні значення об'ємних коефіцієнтів затухання в діапазоні 0,63...10,6 мкм в снігопаді складають близько 30 дБ/км, тобто значно менше, ніж в хмарах і туманах. Автори [27] досліджували залежність об'ємних коефіцієнтів затухання при $\lambda = 0,63$ мкм і 10,6 мкм від інтенсивності снігопаду і отримали такі емпіричні залежності для коефіцієнтів затухання: $a(0,63) = 10,8I^{0,53}$, $a(10,6) = 15,1I^{0,71}$, де $a(0,63)$ і $a(10,6)$ виражені в Дб/км. Аналіз наведених залежностей дозволяє зробити висновок про те, що в снігопаді із зростанням довжини хвилі затухання збільшується. Не дивлячись на значну кількість експериментальних даних про затухання видимих і інфрачервоних сигналів в опадах, низка питань залишаються маловивченими, наприклад, відсутнє однозначне пояснення причини розбіжності розрахунку і експерименту для ІК-діапазону в дощах, більш високе значення коефіцієнта затухання на $\lambda = 10,6$ мкм в снігопаді в порівнянні з $\lambda = 0,63$ мкм і т. д.

4 МОДЕЛЮВАННЯ РЕЖИМУ РОБОТИ ЛІДАРА КОМБІНАЦІЙНОГО РОЗСІЮВАННЯ ВИПРОМІНЮВАННЯ

4.1 Дистанційна спектроскопія комбінаційного розсіяння світла

Комбінаційне розсіяння (КР) світла – це непружне розсіяння світла речовиною, що супроводжується помітною зміною частоти розсіяного світла [5]. Якщо джерело випускає лінійчатий спектр, то при КР в спектрі розсіяного випромінювання виявляються додаткові лінії, число і розташування яких тісно пов'язані з молекулярною будовою речовини. У зарубіжній літературі КР часто називають ефектом Рамана. При КР перетворення первинного світлового потоку супроводжується, зазвичай, переходом розсіювальних молекул на інші коливальні і обертальні рівні енергії, причому частоти нових ліній в спектрі розсіяння є комбінаціями частоти падаючого світла і частот коливальних і обертальних переходів розсіювальних молекул – звідси і назва «КР». Для спостереження спектрів КР необхідно сфокусувати інтенсивний промінь лазера на досліджуваній об'єкт, а розсіяне світло зібрати на входну щілину спектрометра для реєстрації спектра.

КР найчастіше пов'язане з переходами між коливальними рівнями енергії молекул. Коливальний спектр КР складається з системи джерел, розташованих симетрично щодо збуджувальної лінії з частотою ν . Кожному джерелу з частотою $\nu - \nu_i$ (червоне або стоксове джерело) відповідає джерело з частотою $\nu + \nu_i$ (фіолетове або антистоксове джерело). Тут ν_i – одна з власних частот коливань молекули. Таким чином, вимірюючи частоти ліній КР, можна визначити частоти власних (або нормальних) коливань молекули, КР, що виявляються в спектрі. Аналогічні закономірності мають місце і для обертального спектра КР. У простому випадку обертальний спектр КР – послідовність майже рівновіддалених симетрично розташованих ліній, частоти яких є комбінаціями обертальних частот молекул і частоти генерованого світла.

КР можна розглядати як непружний процес, при якому лазерне випромінювання викликає перехід молекули на віртуальний рівень з подальшим випромінюванням на довжині хвилі, відмінної від лазерної. Різниця енергій падаючого і випущеного фотонів – характеристика розсіювальної молекули, зазвичай, відповідає зміні коливального квантового числа на одиницю.

Згідно з квантовою теорією, процес КР складається з двох зв'язаних між собою актів – поглинання первинного фотона з енергією $h\nu$ і випускання фотона з енергією $h\nu'$ (де $\nu' = \nu \pm \nu_i$), електронів

молекули, що відбуваються в результаті взаємодії, з полем падаючої світлової хвилі. Молекула, що знаходиться в незбудженому стані, під дією кванта з енергією $h\nu$ через проміжний електронний стан, випускаючи квант $h(\nu - \nu_i)$, переходить в стан з коливальною енергією $h\nu_i$. Цей процес призводить до появи в розсіяному світлі стоксової лінії з частотою ν . Якщо ж фотон поглинається системою, в якій вже збуджені коливання, то після розсіяння вона може перейти в нульовий стан, при цьому енергія розсіяного фотона перевищує енергію поглиненого. Цей процес приводить до появи антистоксової лінії з частотою $\nu + \nu_i$.

Вірогідність w КР (а отже, інтенсивність ліній КР) залежить від інтенсивності збудженого I_0 і розсіяного I випромінювання:

$$w = aI_0(b + I) \quad (4.1)$$

де a і b – сталі; при збудженні КР звичайними джерелами світла (наприклад, ртутною лампою) другий член (aI_0I) малий і ним можна знехтувати. Інтенсивність ліній КР в більшості випадків надто мала, причому за звичайних температур інтенсивність антистоксових ліній, як правило, значно менша за інтенсивність стоксових ліній. Інтенсивність ліній КР залежить від ν збудливого світла; на великих відстанях (у шкалі ν) від області електронного поглинання молекул вона $\sim \nu^4$, при наближенні до смуги електронного поглинання спостерігається швидше зростання інтенсивності ліній КР. В деяких випадках при малих концентраціях речовини вдається спостерігати резонансне КР, коли частота збуджувального світла потрапляє в область смуги поглинання речовини. При збудженні КР лазерами великої потужності вірогідність КР зростає і виникає вимушене КР, інтенсивність якого того ж порядку, що і інтенсивність збудженого випромінювання. Лінії КР більшою чи меншою мірою поляризовані. При цьому різноманітні джерела однієї і тієї ж збудженої лінії мають різний ступінь поляризації, характер же поляризації стоксового і антистоксового джерел завжди однаковий.

Однією з переваг цього методу є можливість виявити присутність різних газів за допомогою лазера, який працює на фіксованій частоті випромінювання. При цьому «джерело-приймач випромінювання» територіально можуть бути з'єднані, що робить таку схему дуже зручною. За допомогою відповідних принципів локації методом дистанційної КР-спектроскопії можна, порівняно легко, визначити область локалізації, напрямок і швидкість розповсюдження атмосферних забруднень. Спектральне розташування ліній ν_c і ν_a КР забезпечує ви-

бірковість методу і незалежність вимірів від стану атмосфери. Абсолютна концентрація кожної із забруднюючих речовин визначається шляхом порівняння в них інтенсивностей ліній КР з еталонними лініями азоту чи кисню. Для цього необхідно знати ефективний переріз КР-розсіювання молекул на характерних коливаннях і його залежність від ряду причин: частоти збуджувального світла, агрегатного стану, температури і т.і. Просторова роздільна здатність, яка визначається тривалістю лазерного імпульсу, тепер доведена до 5–10 м. Вимірюючи відношення інтенсивностей стоксової й антистоксової компонент, можна визначити також температуру як забрудненої хмари, так і в цілому всього зондованого району.

4.2 Характеристика КР-лідарів

Типова блок-схема КР-лідара (рис. 4.1) складається з потужного імпульсного лазера 1, що призначена для збудження спектрів КР; телескопа 2, який в режимі передачі розширює пучок збуджувального світла і зменшує його розбіжність, а в режимі прийому – збирає КР випромінювання на вхідну щілину спектрального апарату 3; системи реєстрації 4 й обробки інформації 5.

Потужність сигналу відповідної лінії КР I_i , яка падає на спектральну апаратуру з відстані R , описується співвідношенням

$$I_i = \frac{c\tau}{2} I_L G T_L T_L S N(R) \sigma_{i\pi} R^{-2}, \quad (4.2)$$

де I_i ; – потужність лазерного випромінювання; c – швидкість світла; τ – тривалість лазерного імпульсу; G – коефіцієнт ефективності падаючої та приймальної оптичних систем; T_L і T_i – коефіцієнти пропускання атмосферної траси на довжині хвилі випромінювання лазера (λ_L) і ліній КР (λ_i); S – ефективна площа телескопа; $N(R)$ – концентрація досліджуваних молекул в області зондування; $\sigma_{i\pi}$ – поперечний переріз лінії КР для розсіювання назад.

Величина σ є коефіцієнтом пропорційності між інтенсивністю збуджувального випромінювання й інтенсивністю лінії КР ($I_i \sim \sigma_i I_L$). Далеко від електронних смуг поглинання σ_i з ростом ν_L змінюється пропорційно ν_L^4 . В міру наближення ν_L до електронних смуг поглинання розсіювальних молекул величина σ_i починає зростати значно швидше, ніж ν_L^4 . Природно, що пропорційно зростанню σ_i буде зростати і сигнал КР (I_i). Тому в КР-лазерах бажано для збудження спект-

ра КР використовувати лазери, які генерують в УФ-області спектра. Окрім того, світність неба, починаючи з 270 нм, суттєво спадає внаслідок поглинання озonom високих шарів атмосфери сонячного випромінювання, від чого значно поліпшуються умови реєстрації спектрів КР, бо в цій області знижується загальний фон неба.

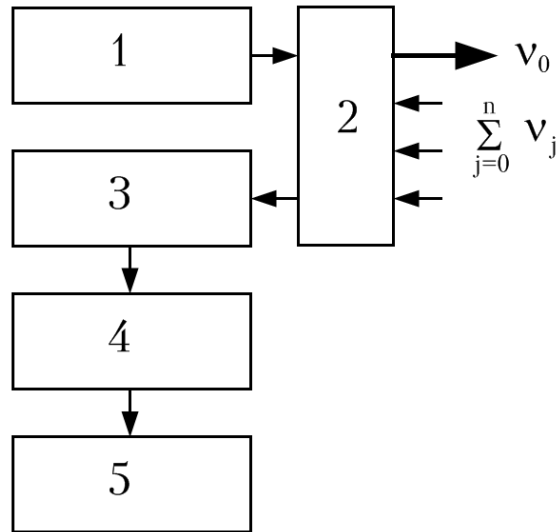


Рисунок 4.1 – Блок-схема КР-лідара

Як джерело збуджувального випромінювання в лідарах найбільш часто використовується рубіновий лазер, який генерує випромінювання на довжині хвилі 693,3 нм. Такий лазер у режимі модуляції добротності може випромінювати імпульс тривалістю 20–30 нс і потужністю 100–300 МВт. У зв'язку зі зростанням σ_i , чутливості приймачів і зменшенням фону в більш короткохвильовій області, часто використовуються лазери з множенням основної частоти. Так, у випадку рубінових лазерів за допомогою нелінійних елементів (наприклад, кристалів КДР або АДР) подвоюють частоту, тобто збудження виконують на довжині хвилі 347,1 нм. При цьому отримують вихідну потужність порядку 30 МВт і, незважаючи на втрату потужності випромінювання, в цілому мають вигравш у чутливості лідарної системи.

Нині створені азотні лазери з піковою потужністю порядку кількох мегават. Часто використовують у лідарах лазери на другій ($\lambda_L = 532$ нм) і четвертій ($\lambda_L = 266$ нм) гармоніках випромінювання лазера на алюмініотрієвому гранаті з неодимом. Типова тривалість імпульсу випромінювання таких лазерів 10–25 нс, а потужність – кілька мегават.

Перспективними для лідарів є лазери на барвниках. За їх допомогою отримують імпульси тривалістю 5–10 нс і потужністю до кількох

мегават. При цьому діапазон генерованих хвиль може безперервно змінюватись в області 350–900 нм. Потужність лазерного імпульсу, який можна використовувати в лідарах, обмежена тим, що коли густина лазерного випромінювання перевищує 10^8 Вт·см⁻², виникає електричний пробій повітря (іскра) й енергія випромінювання витрачається на утворення плазми. Це явище, на жаль, обмежує допустимі густини збуджувального випромінювання і для подальшого підвищення дальності необхідно удосконалювати приймальну систему.

Однією з основних частин лідара є світлосильний телескоп, за допомогою якого збільшується діаметр пучка випромінювання лазера до 5–10 нс і зменшується його розбіжність до часток кутових хвилин. При розбіжності 1' діаметри променя лазера на відстані 10 і 100 км від лідара дорівнюють 3 і 30 м, відповідно. При тривалості лазерного імпульсу 10 нс і такій же розбіжності на висоті 10 км буде розсіювання від об'єму циліндра висотою 3 м і діаметром 3 м, а на висоті 100 км цей циліндр при тій же висоті буде мати діаметр основи 30 м. Таким чином, тривалість лазерного імпульсу і розбіжність його випромінювання визначає просторову роздільну здатність лідара, тобто точність вимірювання профілів розподілу тих чи інших речовин в атмосфері.

Телескоп у лідарі є як передавальною, так і приймальною антеною. Природно, величина приймальної площі та якість виготовлення телескопа визначають чутливість лідарної системи. У пересувних лідарах така приймальна площа поки що нереальна. Мобільні лідарні установки укомплектовані телескопами з приймальним дзеркалом діаметром 0,4–0,8 м. Для аналізу спектрального складу розсіяного випромінювання в лідарі використовується спектральний прилад. У лабораторних лідарах широко застосовуються як звичайні, так і подвійні, і навіть потрійні монохроматори з високою світлосилою і низьким рівнем паразитного розсіювання всередині приладу.

У деяких конкретних випадках можна обійтись і без громіздкого спектрального приладу, замінивши його набором інтерференційних фільтрів і інтерферометром Фабрі-Перо, який перебудовується.

Питання оптичного поєднання телескопа і спектрального приладу має дуже важливе значення, тому що від цього залежить як світлосила всієї системи, так і її спектральна роздільна здатність.

Оскільки ефект КР «слабкий», то необхідно використати високочутливу реєструвальну апаратуру. Величина прийнятих сигналів, з якими доводиться мати справу при лідарному КР-зондуванні, порядку 10^{-2} – 10^{-1} фотонів у імпульсі (10^{-12} Вт). Для порівняння наведемо такі дані: фон неба в ясну ніч 10^{-4} – 10^{-2} фотонів в імпульсі (10^{-16} Вт), у сутінках 1–10 фотонів у імпульсі (10^{-12} Вт). Тому як приймачі застосову-

ються ФЕП із великим квантовим виходом і коефіцієнтом підсилення 10^8 при темновому струмі, еквівалентному сигналу 10^{-6} – 10^{-7} фотонів у імпульсі (10^{-17} – 10^{-18} Вт), малі опори навантаження (25–100 Ом) і широкосмугові підсилювачі (100–300 МГц). У більшості випадків у лідарах застосовується метод відліку фотонів зі стробуванням. Мінімальна потужність, яку можна реєструвати таким методом, порядку 10^{-14} – 10^{-11} Вт. Створення багатоканальної системи реєстрації дозволяє одним лазерним імпульсом визначити профіль (розподіл) газів на трасі променя. Така система зображена на рис 4.2 і працює наступним чином.

Кожний каскад системи є лічильником імпульсів. Сигнал із ФЕП послідовно подається на кожний лічильник із встановленим інтервалом часу прийому сигналу у ньому. Запуск багатоканальної системи виконується фотодіодом, який відкриває систему реєстрації при спалаху лазера і встановлює початок відліку часу. Отож, у кожному каналі підсилення накопичується інформація від КР-випромінювання із заданої відстані. Якщо газові компоненти розподілені нерівномірно по трасі, то у відповідних лічильниках сигнали будуть різними. Сигнали з лічильників згодом вводяться до ЕОМ, яка їх обробляє і в результаті подає розподіл відповідних газових компонентів по трасі [3].

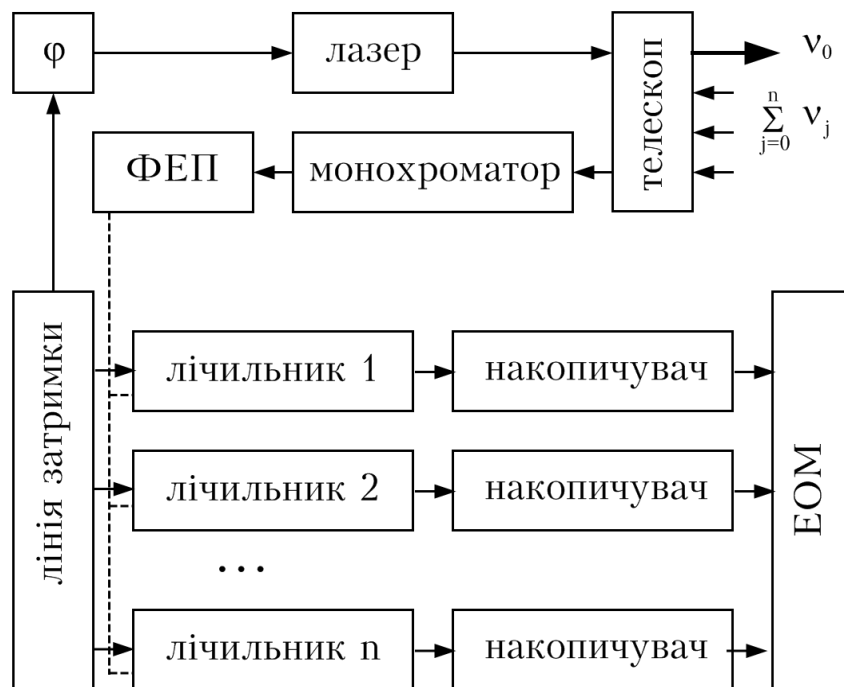


Рисунок 4.2 – КР-лідар із багатоканальною системою реєстрації

4.3 Моделювання режиму роботи КР-лідара

Для зондування молекул газових складових атмосфери найбільшого поширення набули лідари КР. Вони мають високу просторову і часову роздільну здатність, і лише невеликий переріз КР для досліджуваних молекул обмежує діапазон вимірюваних концентрацій.

Детальні дослідження метрологічних характеристик лідарів КР [2] дозволили зробити висновок, що систематичні похибки вимірювання концентрацій газових молекул в атмосфері не перевищують 25 %.

При моделюванні режимів роботи такого КР-лідара для зондування газових молекул з атмосфери на відстанях до 6 км в різних експериментальних умовах необхідно зробити вибір оптимальної довжини хвилі лазерного випромінювання для вимірювання концентрації досліджуваних молекул в цих умовах.

У разі КР загальну розсіяну потужність лазера, що реєструється за час проходження переднім фронтом лазерного імпульсу відстані R , можна записати у вигляді

$$P(\lambda, t) = P_L \frac{A_0}{R^2} \xi(\lambda) \beta(\lambda_L, \lambda, R) \xi(R) \frac{c\tau_L}{2} \exp\left(-\int_0^R k(R) dR\right), \quad (4.3)$$

де $\beta(\lambda_L, \lambda, R)$ – інтегральний перетин КР на довжині хвилі λ для падаючого випромінювання з довжиною хвилі λ_L .

Рівняння (4.3) відповідає основній формі лідарного рівняння КР з одним типом центрів розсіяння, інтерес до якого постійно зростає у зв'язку із великим колом задач лазерного зондування газових складових атмосфери і багатокомпонентних технологічних газів.

Лідарне рівняння типу (4.3) для розсіяного назад коливального КР на досліджуваних молекулах можна переписати в зручному для чисельного розв'язання вигляді:

$$P(\lambda, R) = P_L K_1 \Delta R A_0 T(\lambda_L, R) T(\lambda, R) \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) N_a / R^2, \quad (4.4)$$

де $P(\lambda, R)$ – потужність сигналу КР на фотоприймачі на довжині хвилі λ , що приходить з відстані R ; P_L – потужність лазера і λ_L – його довжина хвилі; K_1 – стала лідара; $\Delta R = c\tau_L/2$ – просторова роздільна здатність; A_0 – площа приймального телескопа; $d\sigma/d\Omega$ – диференціальний переріз КР досліджуваної молекули на довжині хвилі лазера; N_a – концентрація молекул; $T(\lambda_L, R)$, $T(\lambda, R)$ – пропускання атмосфери, відповідно, на довжині хвилі лазерного випромінювання і сигналу КР, визначені за формулою

$$T(\lambda_L, R) = \exp \left[-\int_0^R k(\lambda_L, R) dR \right] \text{ і } T(\lambda, R) = \exp \left[-\int_0^R k(\lambda, R) dR \right]. \quad (4.5)$$

Довжини хвиль смуг КР для досліджуваних молекул можуть бути розраховані за формулою

$$\lambda_R = (1/\lambda_L - \tilde{\nu})^{-1}, \quad (4.6)$$

де $\tilde{\nu}$ – частота власних коливань молекул.

Диференціальний переріз коливального КР для випадку лінійно поляризованого лазерного випромінювання і спостереження сумарно розсіяного назад випромінювання обох поляризацій, відповідно до [1], можна визначити за формулою

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_j \sim \frac{16\pi^4 b_j^2 g_j}{\lambda^4 [1 - \exp(-\hbar c / \lambda k T)]} \left\{ \bar{\alpha}_j^2 + \frac{7}{45} \bar{\gamma}_j^2 \right\}, \quad (4.7)$$

де b_j – амплітуда нульових коливань j -ї моди; g_j – ступінь її виродження; a_j і γ_j – відповідно, наслідок і анізотропія тензора похідної поляризованості молекули по нормальній координаті q_j ; T – коливальна температура молекул; k , \hbar – відповідно, сталі Больцмана і Планка; c – швидкість світла.

Залишаючи тільки залежність від λ , формулу (7) можна переписати у вигляді

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_j = \frac{A}{\lambda_L^4}, \quad (4.8)$$

де стала A може бути визначена за експериментально вимірним значенням перерізу для довжини хвилі випромінювання вибраних лазерів λ_L [1].

Далі, для конкретного випадку лідача КР виділимо в сталій лідача K_1 співмножник $\xi_p(\lambda)$, залежний від спектральної чутливості фотокатода фотоприймача, у вигляді

$$k_1 = k_2 \xi_p(\lambda), \quad (4.9)$$

причому значення спектральної чутливості фотокатодів фотоприймачів можуть бути взяті для ФЕП з [4, 5], а фотодіодів з [4].

Для розрахунків пропускання атмосфери значення коефіцієнта послаблення можуть бути взяті з [6, 43–44]. Решта співмножників в рівнянні (4.4) залишається незмінною для заданого КР-лідача.

5 ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА МЕТОДИКА ЛАЗЕРНОГО ЗОНДУВАННЯ І ЛОКАЦІЇ

5.1 Виведення і аналіз рівняння лазерного зондування

Знайдемо функціональний зв'язок між всіма параметрами приймально-передавальної системи лідара і величинами потоків випромінювання, що приймаються з різних відстаней при зондуванні протяжних середовищ. При цьому припускати лінійну взаємодію випромінювання з середовищем і враховувати тільки одноразове розсіювання. Як приклад розглянемо моностатичний лідар з рознесеною приймальною і передавальною оптикою, яка найчастіше використовується на практиці. Схема такого лідара показана на рис. 5.1.

Приймальний об'єктив лідара заданий круглою апертурою D_0 і фокусом f . З приймальним об'єктивом пов'язана декартова координатна система так, щоб початок o збігався з центром апертури, а вісь oz – з оптичною віссю.

Напівпростір $z > 0$ відповідає простору предметів або зондованому середовищу. Всі розрахунки проводяться в наближенні малих кутів. За приймальним об'єктивом ($z < 0$) параметри оптичних променів або пучків, що формують зображення, розраховуються залежно від відстані ξ від задньої фокальної площини F . Позитивний знак ξ відповідає зсуву в бік приймальної апертури.

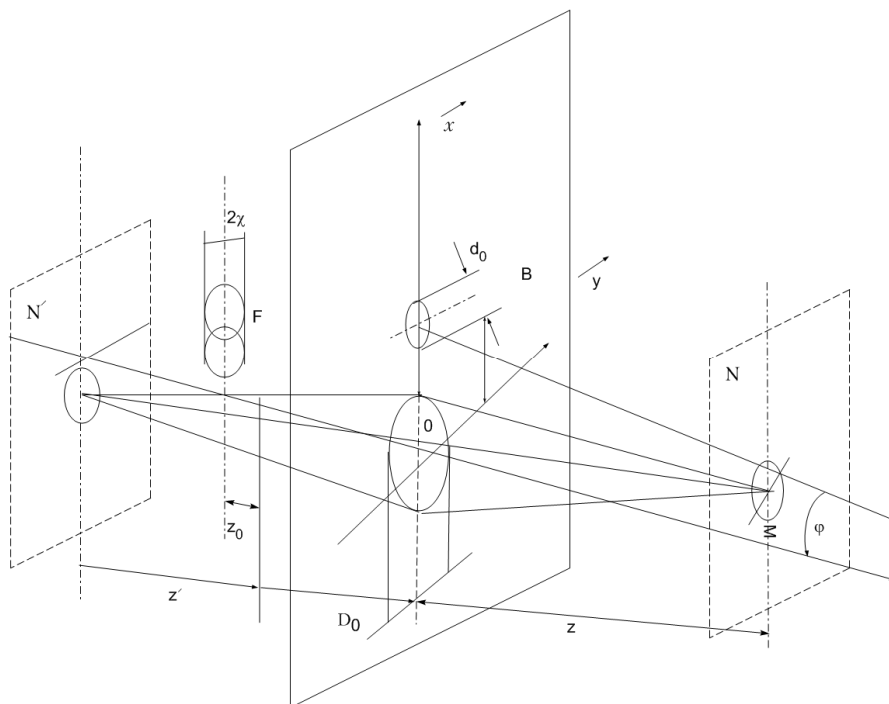


Рисунок 5.1 – Схема приймально-передавальної системи лідара з малою базою

Польова діафрагма радіусом κ встановлена центровано щодо оптичної осі на відстані $\xi = z_0$. Кут поля зору приймального об'єктиву рівний $\theta_n = 2\kappa/(f - z_0)$. Безпосередньо за діафрагмою розміщені світлофільтри і приймач випромінювання, який реєструє потік, що проходить через нього.

На відстані B по осі ox розташований центр вихідної апертури передавача – лазер, що працює в імпульсному режимі. Поточна точка оптичної осі передавача на відстані z має координати $((B - z\varphi), z\psi, z)$. Додатний знак φ відповідає перетину оптичної осі передавача з напівплощиною $\{yoz, z > 0\}$. Вибір знаку ψ довільний. Випромінювання лазера безпосередньо або після додаткової колімації потрапляє в досліджуване середовище. На виході передавача світловий пучок має розмір $d_0, B - (D_0/2) - (d_0/2) \geq 0$, і кут розбіжності θ_0 , в межах якого зосереджена випромінювана потужність. На відстані z передавач освітлює круг діаметром $d(z) = d_0 + z\theta_0$, його площа $S(z) = \pi d^2(z)/4$. Відстань від центру освітленого кола до оптичної осі приймального об'єктиву

$$l(z) = \sqrt{(B - z\varphi)^2 + (z\psi)^2}.$$

Енергетична сила світла J_0 передавача описується функцією

$$J_0(\omega, t) = P_0 I_0(\omega) \Phi(t).$$

Одиничний вектор ω проходить через центр випромінювального об'єктиву. Якщо енергетична сила випромінювання лазера стала в межах просторового кута випромінювання лазера, то $I_0 \sim \Omega^{-1}$ при $z \gg d_0$. Енергія, що випромінює лазером W_0 [Дж], визначається як

$$W_0 = P_0 \int_{\Omega} I_0(\omega) d\omega \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(t) dt = P_0 \int_0^{\tau_u} \Phi(t) dt,$$

де τ_u – тривалість лазерного імпульсу, а P_0 [Вт] – пікове значення тимчасового розподілу потужності випромінювання.

Момент $t = 0$ вважається початком зондування. Інтенсивність випромінювання E [Вт·м⁻²] в околі точки $M(x, y, z)$ у момент t від початку зондування описується виразом

$$E(x, y, z, t) = P_0 I_0(x, y, z) \Phi\left(t - \frac{z}{c}\right) T(z) z^{-2},$$

де c – швидкість світла, а

$$T(z) = \exp\left[-\int_0^z \alpha(z') dz'\right]$$

– прозорість ділянки середовища $[0, z]$ на довжині хвилі лазера. Енергетичну силу випромінювання J [Вт·ср⁻¹], розсіяного назад до приймача, задає вираз

$$dJ = E(x, y, z, t) D_{11}(x, y, z, \pi) dv,$$

де dv – елементарний об'єм навколо точки M .

Потужність розсіяного випромінювання dP [Вт], що поступає на всю площу $S_0 = \pi D_0^2 / 4$ приймальної апертури з об'єму dv , в момент t з урахуванням ослаблення і запізнювання знаходимо за формулою

$$dP_{BX} = \frac{S_0}{z^2} E\left(x, y, z, t - \frac{2z}{c}\right) T^2(z) D_{11}(x, y, z, \pi) dv. \quad (5.1)$$

Випромінювання, що проходить через об'єктив, формує зображення $M'(x', y', f - z')$ точки $M(x, y, z)$. Припускаючи безабераційність оптики, отримуємо:

$$\begin{aligned} x' &= -xf / (z - f), y' = -yf / (z - f), z' = -f^2 / (z - f); \\ \rho' &= (x, y, z) = -\rho(x, y, z) f / (z - f); \rho(x, y, z) = \sqrt{x^2 + y^2}. \end{aligned} \quad (5.2)$$

Площина зображення ($\xi = z'$) залежно від співвідношення між z і z_0 може опинитися або до діафрагми, або за нею. Перетин пучка, що формує зображення, площиною, паралельною фокальній площині і яка знаходиться на відстані ξ від неї, є коло радіусом

$$r(z, \xi) = \text{sign}(\xi - z') \frac{D_0 a(z, \xi)}{2zf}. \quad (5.3)$$

Центр кола знаходиться від оптичної осі на відстані

$$\rho(z, \xi) = \rho(x, y, z) (f - \xi) / z, \quad (5.4)$$

а площа обмежаного нею кола дорівнює

$$S(z, \xi) = S_0 \left[a(z, \xi) / z f \right]^2. \quad (5.5)$$

Тут

$$\text{sign } x = \begin{cases} +1, x > 0; \\ 0, x = 0; \\ -1, x < 0. \end{cases} \quad (5.6)$$

Освітленість кола без урахування крайових і дифракційних ефектів рівномірна. Якщо η – сумарний коефіцієнт пропускання приймальної оптичної системи, а $S_{ef}(z, z_0)$ – площа заповнення діафрагми поля зору світловим пучком, що формує зображення точки M , то потужність випромінювання від елементарного об'єму $dv(x, y, z)$ на приймачі буде

$$dP = \eta dP_{BX}(x, y, z, t) \frac{S_{ef}(x, y, z, z_0)}{S(z, z_0)}.$$

На відстані z освітлена площа $D(z)$, якій в площині зображення відповідає область $D'(z)$. Якщо врахувати, що

$$\begin{aligned} dv(x, y, z) &= dS(x, y) dz; \\ dS'(x', y') &= dS(x, y) f^2 / (z - f)^2; \\ d'(z) &= d(z) f / (z - f); \\ l'(z) &= -l(z) f / (z - f); \end{aligned} \quad (5.7)$$

а також припустити, що в межах області $D(z)$ $D_{11}(x, y, z, \pi) = \sigma_\pi(z)$, то не важко отримати вираз для потужності від всього розсіювального об'єму елементарної глибини dz :

$$\begin{aligned} dP(z) &= \eta P_0 \Phi \left(t - \frac{2z}{c} \right) \sigma_\pi(z) T^2(z) z^{-2} \frac{(z - f)^2}{a^2(z, z_0)} \times \\ &\times dz \int \int_{D'(z)} I_0(x', y', z') S_{ef}(x', y', z', z_0) dS'. \end{aligned}$$

Потужність, яка приймається у момент $t = 2z/c$ від всього освітленого об'єму:

$$P(t) = \eta P_0 \int_0^{ct/2} \Phi\left(t - \frac{2z}{c}\right) \sigma_\pi(z) T^2(z) \frac{(z-f)^2}{z^2 a^2(z, z_0)} \times \int \int_{D'(z)} I_0(x', y', z') S_{ef}(x', y', z', z_0) dS' dz. \quad (5.8)$$

Вираз (5.8) є рівнянням лідара і в загальному вигляді описує весь клас моностатичних лідарів, побудованих за суміщеною або рознесеною схемою з малою базою. При зондуванні атмосфери короткими імпульсами $\tau_u \ll t = 2z/c$ (зазвичай $\tau_u \approx 10\text{--}20$ нс) РЛЗ (5.8) спрощується:

$$P\left(z = \frac{ct}{2}\right) = \eta P_0 \frac{c\tau_u}{2} \frac{S_0}{z^2} G(z) \sigma_\pi(z) T^2(z). \quad (5.9)$$

Функція $G(z)$ називається геометричною функцією лідара і визначається співвідношенням

$$G(z) = \frac{(z-f)^2}{S_0 a^2(z, z_0)} \int \int_{D'(z)} I_0(x', y', z') S_{ef}(x', y', z', z_0) dx' dy'. \quad (5.10)$$

5.2 Геометрична функція лідара

Геометрична функція лідара $G(z)$ повністю визначається параметрами приймально-передавальної оптичної системи лідара. Формула (5.10) дозволяє розрахувати і детально досліджувати $G(z)$ при проектуванні лідара. Розглянемо спочатку формулу (5.10), отриману методами геометричної оптики. Функція, тобто площа заповнення діафрагми світловим пучком, що формує зображення $M(x, y, z)$, є мірою він'єтування. Якщо $S_{ef} = 0$ для всього зображення $D'(z)$, то для заданого z має місце повне він'єтування і $G(z) = 0$. Якщо, навпаки, він'єтування повністю відсутнє, то $S_{ef} = S(z, z_0)$. Припустимо, що при цьому, $I_0(x', y', z') = 1/\Omega$, тоді згідно з (5.10) із врахуванням (5.5)–(5.7) отримуємо $G(z) = 1$. Очевидно, в проміжних випадках $0 < G(z) < 1$. Використовуючи співвідношення (5.2)–(5.6), S_{ef} можна обчислити за формулами $S_{ef} = 0$, якщо $|\rho(z, z_0)| \geq \kappa + r(z, z_0)$;

$$S_{ef} = \frac{\kappa^2}{2}(\alpha - \sin \alpha) + \frac{r^2(z, z_0)}{2}(\beta - \sin \beta),$$

$$\text{якщо } |\kappa - r(z, z_0)| < |\rho(z, z_0)| < \kappa + r(z, z_0); \quad (5.11)$$

$$S_{ef} = \min\{\pi\kappa^2, \pi r^2(z, z_0)\},$$

$$\text{якщо } |\rho(z, z_0)| \leq \kappa - r(z, z_0).$$

Тут

$$\rho(z, z_0) = -\sqrt{(x')^2 + (y')^2} (f - z_0) \left(\frac{1}{f} - \frac{1}{z} \right);$$

$$r(z, z_0) = \text{sign}(z_0 - z') \frac{a(z, z_0) D_0}{2zf};$$

$$\alpha = 2 \arccos \left\{ \left[\rho^2(z, z_0) + \kappa^2 - r^2(z, z_0) \right] \cdot \left[2\rho(z, z_0) \kappa \right]^{-1} \right\};$$

$$\beta = 2 \arccos \left\{ \left[\rho^2(z, z_0) - \kappa^2 + r^2(z, z_0) \right] \cdot \left[2\rho(z, z_0) r(z, z_0) \right]^{-1} \right\}.$$

Якщо форма польової діафрагми або вхідної апертури об'єктиву некругла, то загальну площу перекриття з складною конфігурацією описуватимуть відмінні від (5.11) співвідношення. У разі круглого перетину зондуючого променя подвійний інтеграл по області $D'(z)$ зводиться до повторного

$$\int_{D'(z)} \int [\cdot] dS' = 2 \int_{h_1}^{h_2} d\xi \int_0^{h(\xi)} I_0(\xi, \eta, z) S_{ef}(\xi, \eta, z, z_0) d\eta,$$

де

$$h_1 = l'_x - d'(z)/2, \quad h_2 = l'_x + d'(z)/2;$$

$$l'_x = -(B - z\varphi) f / (z - f), \quad l'_v = -z\psi f / (z - f);$$

$$h(\xi) = l'_v + \frac{1}{2} \left[(d'(z))^2 - 4(\xi - l'_x)^2 \right]^{1/2}.$$

Отже, в наближенні геометричної оптики $G(z)$ описує: процес він'єнтування зображення освітленої поверхні $D(z)$ приймальної оптичної системи лідара; нерівномірність енергетичної сили випромінювання передавача, тобто $I_0(x, y, z)$. На рис. 5.2 і 5.3 показані результати розрахунку $G(z)$ за формулою (5.10). При цьому приймалося $B = 0,25$ м, $D_0 = 0,3$ м, $d_0 = 0,1$ м, $\theta_0 = 10^{-3}$ рад, $\kappa = 0,01$ м. На рис. 5.2

$\psi = 0$, $\varphi = 0,003$, а z_0 – параметр кривих. На рисунку 5.3 $\varphi = 1 \cdot 10^{-3}$, $z_0 = 0$, а ψ – параметр кривих. Таким чином, видно, що функція геометричного чинника у будь-якому випадку повністю визначається через параметри приймально-передавальної системи лідара і його схемної побудови і може бути заздалегідь розрахована і детально досліджена при проектуванні лідара.

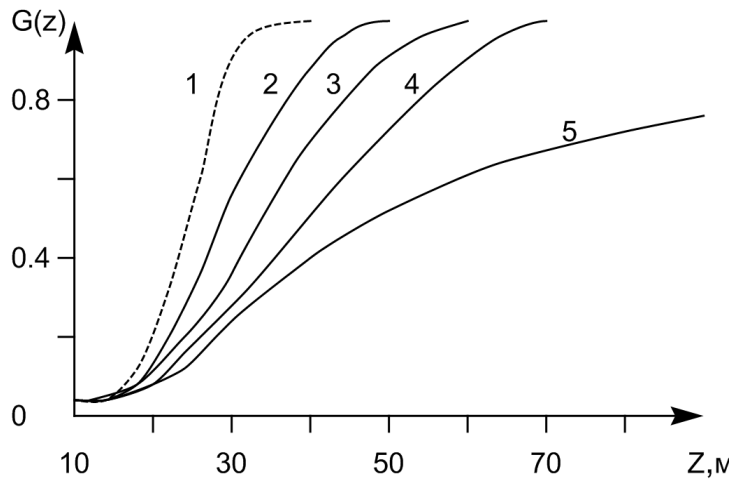


Рисунок 5.2 – Вплив параметра z_0 на геометричну функцію лідара
Криві 1– 5 відповідають $z_0 = -0,2; 0,0; + 0,1; + 0,2; + 0,3$

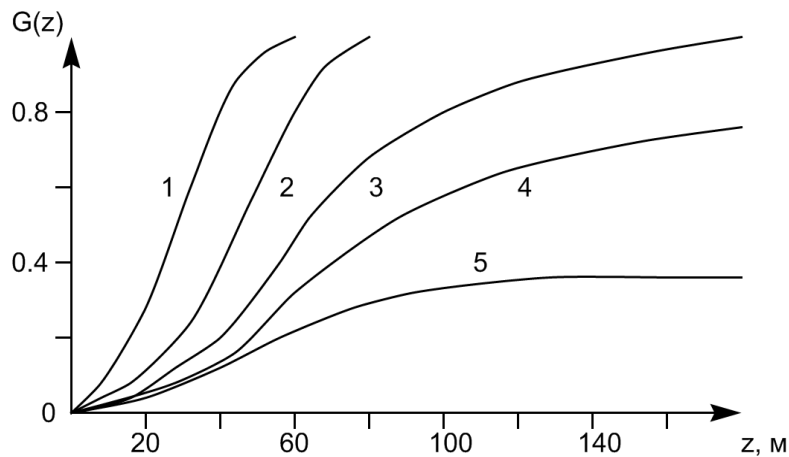


Рисунок 5.3 – Вплив роз'юстування оптичних осей лідара за кутом на його геометричну функцію. Криві 1–5 відповідають $\psi = 1, 3, 5, 6, 7$ мрад

Основними характеристиками лідара є протяжність тіньової зони, коли сигнал, що викликається одноразовим розсіянням, повинен бути відсутнім; і дальність перехідної зони, за межами якої вступає в силу дія закону зворотних квадратів, тобто $P(z) \sim z^{-2}$. Ці характеристики також можна знайти при розгляді ходу променів в приймальному об'єктиві.

$$z \leq \frac{B - \frac{d_0}{2} - \text{sign}(z_0 - z') \frac{D_0}{2}}{\varphi + \frac{\theta_0}{2} + \frac{\kappa}{f - z_0} - \text{sign}(z_0 - z') \frac{D_0}{2\tilde{z}_0}}, \quad (5.12)$$

яке визначає область $G_1(\varphi) \equiv [0, z_1(\varphi)]$ як функцію φ за інших рівних умов. Якщо $z \in G_1(\varphi)$ при заданому юстуванні лідача, то сигнал повністю відсутній. При $h_2(z, z_0) \geq +\kappa$ світло від $D(z)$ знову повністю він'єтується, і сигнал також повністю відсутній. Остання нерівність дає

$$z \geq \frac{B - \frac{d_0}{2} + \text{sign}(z_0 - z') \frac{D_0}{2}}{\varphi - \frac{\theta_0}{2} - \frac{\kappa}{f - z_0} + \text{sign}(z_0 - z') \frac{D_0}{2\tilde{z}_0}}, \quad (5.13)$$

що визначає область $G_5(\varphi) \equiv [z_4(\varphi), \infty]$ як функцію φ за інших рівних умов.

Нехай при заданому юстуванні лідача існує область, де одночасно виконуються $h_1(z, z_0) \leq +\kappa$ і $h_2(z, z_0) \geq -\kappa$. Ці умови зводяться до

$$z \geq \frac{B - \frac{d_0}{2} + \text{sign}(z_0 - z') \frac{D_0}{2}}{\varphi - \frac{\theta_0}{2} + \frac{\kappa}{f - z_0} + \text{sign}(z_0 - z') \frac{D_0}{2\tilde{z}_0}}; \quad (5.14)$$

$$z \leq \frac{B - \frac{d_0}{2} - \text{sign}(z_0 - z') \frac{D_0}{2}}{\varphi + \frac{\theta_0}{2} - \frac{\kappa}{f - z_0} - \text{sign}(z_0 - z') \frac{D_0}{2\tilde{z}_0}}. \quad (5.15)$$

Рівність (5.14) визначає $z_2(\varphi)$, а (5.15) – $z_3(\varphi)$. Відповідно, $G_2(\varphi) \equiv [z_1(\varphi), z_2(\varphi)]$; $G_3(\varphi) \equiv [z_2(\varphi), z_3(\varphi)]$; $G_4(\varphi) \equiv [z_3(\varphi), z_4(\varphi)]$. Якщо існують z_2 і z_3 при заданому юстуванні лідача, то при $z \in G_3(\varphi)$ лідарний сигнал пропорційний z^{-2} . В областях G_2 і G_4 спостерігається часткове він'єтування.

У формулах (5.12)–(5.15) прийнято

$$\text{sign}(z_0 - z') = \begin{cases} +1, z_0 > 0, \\ \text{sign}(\tilde{z}_0 - z), z_0 < 0, \end{cases}$$

де $\tilde{z}_0 = -f(f - z_0)/z_0$ є відстань, на яку віддалене зображення польової діафрагми від приймального об'єктиву. Нерівності (5.12)–(5.15) легко піддаються фізичній інтерпретації. Наприклад, при $z_0 = 0$ умови існування G_3 зводяться до вимог, сенс яких очевидний.

$$-\frac{\kappa}{f} + \frac{\theta_0}{2} < \varphi < \frac{\kappa}{f} - \frac{\theta_0}{2}; \quad \frac{\kappa}{f} > \frac{\theta_0}{2}.$$

Нерівності (5.12)–(5.15) дуже зручні для побудови номограм розрахунку $z_i(\varphi)$ ($i=1,4$) при заданих D_0 , d_0 , B , κ , f і θ_0 і параметрі z_0 . На рис. 5.5 і 5.6 наведені дві такі номограми ($B = 0,25$; $D_0 = 0,3$ м; $\kappa = 0,02$ м; $f = 3,0$ м; $d_0 = 0,1$ м; $\theta_0 = 1 \cdot 10^3$ рад).

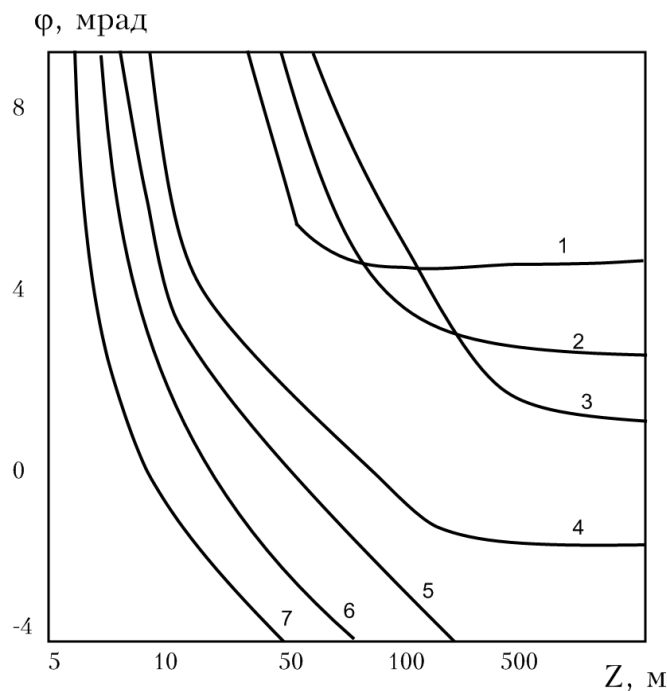


Рисунок 5.5 – Номограма розрахунку функції $z_1(\varphi)$ при різних значеннях z_0 .
Криві 1–7 відповідають $-0,3$; $-0,2$; $-0,1$; $0,0$; $+0,1$; $+0,2$; $+0,3$ м

Рівняння лазерного зондування (5.9) недовизначене, оскільки містить дві невідомі функції $\sigma_\pi(z)$ і $T(z)$. Внаслідок цього розв'язання рівняння стає можливим тільки після введення додаткової апріорної інформації або спрощувальних припущень або після розширення вимірювальної інформації. На практиці найчастіше використовується припущення про незмінність лідарного відношення вздовж траси.

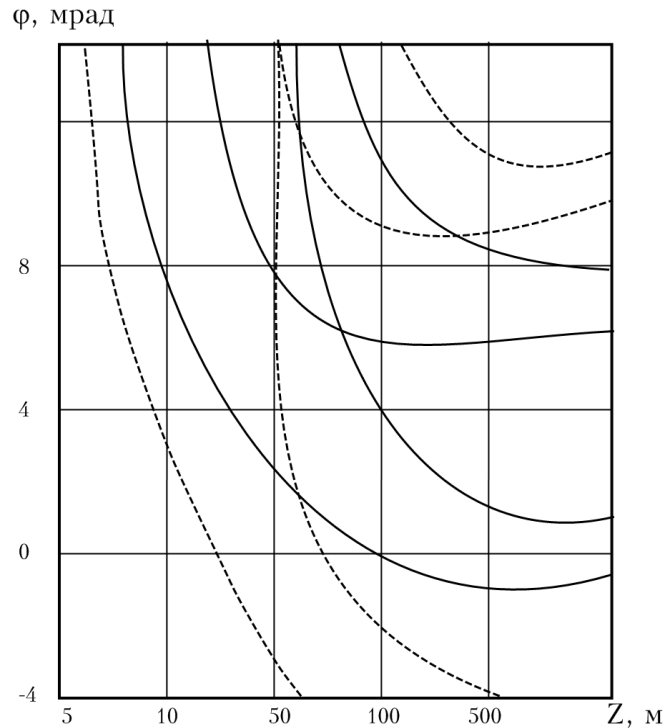


Рисунок 5.6 – Номограми розрахунку $z_i(\varphi)$, $i = 1\dots, 4$ при $z_0 = 0$

Для розв’язання РЛЗ використовується метод асимптотичної квадратури, що дає найбільш задовільні результати при роботі по оптично густих трасах. Доречно відразу відзначити, що структура РЛЗ така, що його розв’язання дуже чутливий до похибок вимірювання або задання апріорній інформації по мірі того, як збільшується оптична товща траси τ від лідача до досліджуваного об’єму атмосфери. Причина цього в тому, що експоненціальне зменшення пропускання із зростанням τ веде до такого ж зростання відносної ваги похибок. Іншими словами, інформація із зростанням τ швидко втрачається в шумах. Тому значна частина підрозділу відводиться методам регуляризації розв’язання, що дозволяють частково зняти проблему його розбіжності при великих оптичних товщинах.

Для зручності перепишемо рівняння (5.9) в такому вигляді:

$$S(r) = Cb(r)\alpha(r)\exp\left\{-2\int_0^r \alpha(r')dr'\right\}, \quad (5.16)$$

де $C = 1/2c\eta\tau_u P_0 S_0$ – константа калібрування; $S(r) = P(r)r^2/G(r)$ – так звана лідарна S-функція, що представляє сигнал, скоректований на квадрат відстані і геометричний чинник; $b(r) = const$ і $\alpha(r) = const$ – лідарне відношення, визначене раніше за (5.16).

5.3 Методика логарифмічної похідної

У разі однорідної траси, коли $b(r) = const$ і $\alpha(r) = const$, розв'язання рівняння (5.16) відносно α представляється у вигляді

$$\alpha = \frac{\ln S(r_1) - \ln S(r_2)}{2(r_2 - r_1)},$$

де r_1, r_2 – довільні точки траси, вибрані зазвичай на ділянці, де сигнал спадає, так щоб різниця логарифмів була значною. Розв'язання у формі (5.2) не вимагає інформації про лідарне відношення і константу калібрування. Якщо остання відома, то цим визначається і величина лідарного відношення. Практичне значення формули (5.2) обмежене вузьким класом атмосферно-оптичних ситуацій, де вона застосовується. Проте можна використовувати цю формулу для оцінки α в першому наближенні на ділянках траси, де приблизно виконується умова однорідності, щоб надалі використовувати цю інформацію для коректнішої обробки сигналу.

5.4 Методика пошарового відновлення

Цю назву отримав метод розрахунку $\alpha(r)$ при заданих константі калібрування і профілі лідарного відношення $b(r)$ шляхом послідовного обчислення для малих ділянок траси Δr , починаючи з деякої дистанції r_0 , пропускання якої вважається відомим. Розрахункова формула виглядає таким чином:

$$\alpha(r_i) = \frac{S(r_i)}{Cb(r_i)} \exp \left\{ 2\tau(r_0) + 2\Delta r \sum_{j=1}^{i-1} \alpha(r_j) \right\}, \quad (5.17)$$

де $\tau(r_0)$ – оптична товщина від лідара до дистанції r_0 , зазвичай визначається тіньовою зоною лідара.

Цей алгоритм розрахунку дуже чутливий до похибок вимірювання і апріорного введення $b(r)$. Крім того, він дуже критичний до внеску багатократного розсіяння. В результаті розв'язання розходиться при оптичних товщинах близько 0,5. У роботах [31–35] запропонована модифікація цього алгоритму на основі розрахункової формули, отриманої в припущенні незмінності лідарного відношення вздовж траси зондування

$$\alpha(\Delta r_{i+1}) = \alpha(\Delta r_i) \exp[-2\alpha_1 \Delta r_i] S(\Delta r_{i+1}) / S(\Delta r_i); \quad (5.18)$$

справедливо також

$$\alpha(\Delta r_1) = \alpha(\Delta r_{i+1}) \exp[-2\alpha_{i+1}\Delta r_{i+1}] S(\Delta r_i) / S(\Delta r_i). \quad (5.19)$$

За допомогою цих співвідношень розрахунок ведеться в обидві сторони від деякої опорної точки, розташованої на віддаленій ділянці траси. Значення α_0 в такій точці пропонується визначити з незалежних вимірювань або методом логарифмічної похідної. В чисельних експериментах автори [27–34] отримали задовільні результати до оптичних товщин, рівних 2. Відзначимо відразу, що тут вирішальним чинником, що визначає позитивний результат, є розміщення опорної точки вглиб траси, що сприяє регуляризації розв'язання при будь-якому алгоритмі розрахунку, про що сказано далі.

5.5 Методика ітераційного алгоритму

Трасу розбивають на k інтервалів рівної тривалості Δr , і для кожного інтервалу починаючи з $k=1$, проводять обчислення за наступною схемою:

$$\alpha_k^{(m)} = S_k (T_{k-1} b_k)^{-1} \exp[\Delta r (\alpha_{k-1} + \alpha_k)]^{(m-1)}; \quad (5.20)$$

$$T_{k-1} = \exp\left[-2\Delta r \sum_{j=1}^{k-1} \omega_j \alpha_j\right],$$

де m – номер ітерації; ω_j – коефіцієнти квадратури формули трапецій.

Величина ослаблення до початкової точки траси T_0 передбачається відомою, як і профіль лідарного відношення. Якщо початкова точка розташовується поблизу лідара, то $T_0 = 1$.

Як показано в [23, 33], ітераційний алгоритм виявляється таким, що збігається для всіх k і m , для яких оптична товщина $\tau < 1$.

5.6 Методика похилих трас

Цей метод, запропонований в [41–48], використаний у зондуванні вертикального профілю атмосфери. В його основі лежить припущення про горизонтальну однорідність атмосфери. Іншими словами, вважається, що оптичні параметри атмосфери є функціями висоти h і не залежать від решти координат. Зондування проводиться при двох зенітних кутах φ_1 і φ_2 . Тоді для S-функцій лідарного сигналу від шару, розташованого на висоті h , можна записати систему рівнянь

$$S_1(h) = Cb(h)\alpha(h)\exp\left[-\frac{2}{\cos\varphi_1}\int_0^h\alpha(h')dh'\right];$$

$$S_2(h) = Cb(h)\alpha(h)\exp\left[-\frac{2}{\cos\varphi_2}\int_0^h\alpha(h')dh'\right],$$

де $h = r_1 \cos \varphi_1 = r_2 \cos \varphi_2$; $G(r)$ вважаємо рівним одиниці.

З наведеної системи отримуємо вираз для прозорості стовпа атмосфери до висоти h :

$$T(h) = \left[\frac{S_1(h)}{S_2(h)} \right]^{\cos\varphi_1 \cos\varphi_2 / 2(\cos\varphi_2 - \cos\varphi_1)}. \quad (5.21)$$

Профіль коефіцієнта ослаблення $\alpha(h)$ можна знайти диференціюванням функції $T(h)$. При відомій константі калібрування можна визначити профіль лідарного відношення.

Як і у випадку методу логарифмічної похідної, застосування наведеного способу обмежене вузьким класом атмосферно-оптичних ситуацій. Для досягнення прийнятної точності потрібно зондувати при істотно відмінних φ_1 і φ_2 , щоб величина була чималою, а це посилює вимогу до горизонтальної однорідності атмосфери.

5.7 Методика квадратурного або інтегрального накопичення

Таку назву отримав спосіб розв'язання РЛЗ, заснований на обчисленні інтеграла S-функції на деякій ділянці траси $r_1 - r_2$. Для отримання розрахункових формул проінтегруємо (5.1), маючи на увазі, що

$$\tau(r) = \int_0^r \alpha(x) dx, \text{ а } \alpha(r) = \tau'_r(r), \text{ де } \tau(r) \text{ і } \tau(r') - \text{відповідно, оптична}$$

товщина та її похідна по r .

Із врахуванням сказаного маємо:

$$\int_{r_1}^{r_2} S(x) dx = C \int_{r_1}^{r_2} b(x) \tau'_x(x) e^{-2\tau(x)} dx. \quad (5.22)$$

Взявши правий інтеграл частинами, отримаємо:

$$\int_{r_1}^{r_2} S(x) dx = \frac{C}{2} \left[b(r_1) e^{-2\tau(r_1)} - b(r_2) e^{-2\tau(r_2)} \right] + \frac{C}{2} \int_{r_1}^{r_2} b'_x(x) e^{-2\tau(x)} dx. \quad (5.23)$$

Це найбільш загальне співвідношення методу квадратурного накопичення, з якого після введення початкових умов і апріорних припущень виходять формули для розрахунку прозорості і коефіцієнта послаблення.

Введемо припущення про незмінність лідарного відношення $b(r) = const$. Це означає, що інтеграл в правій частині (5.23) рівний нулю і $b(r_1) = b(r_2) = b$. Вважаючи $r_2 = r$, де r – поточна координата, отримуємо формулу для профілю прозорості $T(r) = \exp[-\tau(r)]$:

$$T^2(r) = T_1^2 - \frac{2}{bC} \int_{r_1}^{r_2} S(x) dx, \quad (5.24)$$

де $T_1 = \exp[-\tau(r_1)]$ – прозорість траси від лідара до точки r_1 передбачається відомою.

Якщо r_1 знаходиться поблизу лідара, то в слабомутній атмосфері можна вважати $T_1 = 1$. Формулу для профілю коефіцієнта ослаблення можна знайти диференціюванням виразу (5.24) або підстановкою $T^2(r)$ в (5.24). Розв'язання виглядає таким чином:

$$\alpha(r) = \frac{S(r)}{bCT_1^2 - 2 \int_{r_1}^r S(x) dx}. \quad (5.25)$$

У цій формулі початкові умови задані у вигляді лідарного відношення і прозорості траси до точки r_1 .

Часто зручніше визначати початкові умови, що не вимагають апріорного знання конкретних величин лідарного відношення і константи калібрування. З (5.25) випливає, що $\alpha(r_1) = S(r_1)/bCT_1^2$. Нормуючи чисельник і знаменник на $S(r_1)$, матимемо:

$$\alpha(r) = \frac{S_n(r)}{[\alpha(r_1)]^{-1} - 2 \int_{r_1}^r S_n(x) dx}, \quad (5.26)$$

де $S_n(r) = S(r)/S(r_1)$ – лідарна S-функція, що нормується на її значення в опорній точці r_1 , де передбачається відомим коефіцієнт послаблення.

Для зручності викладення надалі позначатимемо функціонал від S -функції вигляду $\int_{r_1}^{r_2} S(x)dx$ як $\Phi(r_1, r_2)$, дотримуючись правила, за яким першою ставиться нижня межа. Розглянемо тепер наступний із (5.9) спосіб визначення $\alpha(r)$, в якому початкова умова замінюється припущенням про асимптотичне значення функціонала $\Phi(r_1, r_2)$. Як і раніше, передбачається $b(r) = \text{const}$. У (5.9) будь-яка з точок r_1 і r_2 може бути взята за опорну. Тому, якщо взяти $r_1 = r$, а точку r_2 спрямувати в нескінченність, то у разі нескінченно протяжного середовища другий член в квадратних дужках перетвориться на нуль, тоді прийдемо до такого результату:

$$\Phi(r, \infty) = \frac{1}{2} b C \exp[-2\tau(r)], \quad (5.27)$$

а після підстановки $C b \exp[-2\tau(r)] = S(r) / \alpha(r)$ отримаємо:

$$\alpha(r) = S(r) / 2\Phi(r, \infty). \quad (5.28)$$

Назвемо умовно розрахунок $\alpha(r)$ за цією формулою методом асимптотичної квадратури. Реальну інтегрування можна буде проводити до деякої дистанції r_{\max} , де ще є сигнал. Тому область застосування формули (5.27) по r визначається оптичною товщиною по трасі зондування від 0 до точки r_{\max} . За допомогою (5.9) неважко показати, що відносна похибка визначення асимптотичного значення складає

$$\frac{\Phi(r, \infty) - \Phi(r, r_{\max})}{\Phi(r, \infty)} = \exp[-2\tau(r, r_{\max})], \quad (5.29)$$

де $\tau(r, r_{\max})$ – оптична товщина інтервалу $[r, r_{\max}]$.

Якщо оптична товщина $\tau = 3$, то для ділянок траси поблизу лідача відносна похибка визначення асимптотичного значення складає лише 0,25 %, але вона швидко наростає по мірі просування точки r до r_{\max} , а коли оптична товщина шару $[r, r_{\max}]$ зменшиться до одиниці, похибка складе 13 %. Тому користуватися формулою (5.28) зручно при зондуванні оптично густих утворень лідаром із значним енергетичним потенціалом, який дозволяє отримати сигнали до ділянок, оптично віддалених на $\tau = 3-4$. Тоді за допомогою формули (5.28) можна із задовільною точністю відновити профіль $\alpha(r)$ до $\tau = 2-3$.

Відзначимо один наслідок формули (5.27). Якщо нижню межу зафіксувати і прийняти рівною нулю, то отримаємо

$$\Phi(0, \infty) = Cb/2. \quad (5.30)$$

Звідси видно, що асимптотичне значення функціонала від S-функції по напівнескінченному відрізку рівне половині добутку константи лідача на лідарне відношення. Цю обставину можна використовувати для визначення однієї з величин, якщо відома інша.

Розглянемо тепер загальний випадок, коли лідарне відношення є функцією відстані. З (5.5) і (5.13) за аналогією з (5.26) і (5.28) впливає

$$\alpha(r) = \frac{S_n(r)}{[\alpha(r_1)]^{-1} - 2\Phi_n(r_1, r) + \frac{C}{S(r_1)} \int_{r_1}^r b'_x e^{-2\tau(x)} dx}; \quad (5.31)$$

$$\alpha(r) = \frac{S_n(r)}{2\Phi(r_1, r_m) + 2\Phi(r_m, \infty) - C \int_{r_1}^r b'_x e^{-2\tau(x)} dx}. \quad (5.32)$$

Як і слід було чекати, розв'язки виявляються недовизначеними, якщо профіль лідарного відношення невідомий, що зазвичай і буває на практиці. Тому представляють інтерес питання про вплив неоптимальності лідарного відношення на точність відновлення функції $\alpha(r)$ і пошук можливих шляхів до визначення співвідношень (5.26) і (5.28). Неважко побачити, що (5.31), (5.32) мало відрізнятимуться від (5.26), (5.28) до тих пір, поки функціонали від похідної лідарного відношення набагато менші функціоналів від S-функцій.

За допомогою очевидної нерівності

$$\int_{r_1}^r b'_x(x) e^{-2\tau(x)} dx \leq \int_{r_1}^r |b'_x(x)| e^{-2\tau(x)} dx$$

можна показати, що ця умова виконуватиметься, принаймні, для таких трас, на яких справедлива нерівність

$$\frac{|b'_r(r)|}{b(r)} \ll \alpha, \quad (5.33)$$

тобто на оптично густих трасах з повільно мінливим лідарним відношенням. І навпаки, ситуації з різкими скачками лідарного відношення

виявляються несприятливими для використання методу квадратурного накопичення. Проілюструємо сказане прикладом. Припустимо, зондується деяке двошарове середовище з межею розділу в точці r_1 таке, що лідарне відношення має вигляд

$$b(r) = \begin{cases} b, & \text{якщо } r < r_1; \\ b + \Delta b, & \text{якщо } r \geq r_1. \end{cases} \quad (5.34)$$

Тоді $b'_r(r) = \Delta b \delta(r - r_1)$. У разі, коли розрахунок профілю $\alpha(r)$ ведеться за формулою асимптотичної квадратури (5.28), відносна похибка обчислення $\alpha(r)$ на інтервалі $[r, \infty]$, що включає точку r_1 , визначатиметься неврахованим членом в знаменнику цього виразу, величина якого згідно з (5.32) і умови (5.34) рівна

$$C \Delta b \int_r^{\infty} \delta(x - r_1) e^{-2\tau(x)} dx = C \Delta b e^{-2\tau(r_1)}. \quad (5.35)$$

При цьому вважається, що функціонал $\Phi(r, \infty)$ відомий точно, тобто $\Phi(r, \infty) = 0$.

Можна показати, що відносна похибка ε_α обчислення $\alpha(r)$ розподілиться вздовж траси згідно із законом

$$\varepsilon_\alpha = \varepsilon_b e^{-2\tau(r_1)} | e^{-2\tau(r)},$$

де ε_b – відносна зміна лідарного відношення в точці r_1 .

Останнє означає, що максимальна відносна похибка має місце в точці розділу середовищ і її величина рівна відносній зміні лідарного відношення.

Зсув асимптотичного функціонала можна оцінити за формулою

$$\Phi(r_m, \infty) = bT^2(r_m)/2. \quad (5.36)$$

Якщо відоме значення коефіцієнта ослаблення в деякій опорній точці r_0 , наприклад, поблизу лідара, то зсув можна оцінити з такого співвідношення:

$$\tilde{\Phi}(r_m, \infty) = \frac{\tilde{\alpha}(r_0) - \alpha(r_0)}{\alpha(r_0)}, \quad (5.37)$$

де $\tilde{\alpha}(r_0)$ – оцінка $\alpha(r_0)$ за формулою

$$\tilde{\alpha}(r_0) = \frac{S(r_0)}{2\Phi(r_0, r_m)}. \quad (5.38)$$

Її значущість знижується при невиконанні умови постійності лідарного відношення. Насправді, як випливає з (5.32), якщо $b'_r(r) > 0$, то $\tilde{\alpha}(r_0) < \alpha(r_0)$ і $\tilde{\Phi}(r_m, \infty) < 0$ в той час, як за змістом $\Phi(r_m, \infty)$ – позитивно визначена величина.

З метою зменшення труднощів, що виникають при розв'язанні РЛЗ, використовуються способи регуляризації розв'язання, засновані на апріорних припущеннях про обмеженість і гладкість функції $\alpha(r)$. Запропонований спосіб довизначення заснований на припущенні, яке зводиться до того, що в точці r_m , де інформація про сигнал втрачена в шумах, вірогідніше значення $\alpha(r_m) = \alpha(r^*)$, де $r^* \in [r_0, r_m]$, ніж необмежене зростання $\alpha(r)$ при $r \rightarrow r_m$.

Алгоритм розрахунку будується так, щоб в точці r_m виконувалася умова $\alpha(r_m) = \alpha(r^*)$:

$$\alpha(r) = \frac{S(r) + \varepsilon S(r^*)}{2\Phi(r, r_m) + 2\varepsilon\Phi(r^*, r_m)}, \quad (5.39)$$

де $S(r^*)$, $\Phi(r^*, r_m)$ – значення відповідних величин в деякій точці r^* , прийнятою як опорна; ε – мале позитивне число.

Оцінка ε проводиться за формулою

$$\varepsilon = \exp\{-2\tilde{\alpha}(r^*)(r_m - r^*)\}. \quad (5.40)$$

Вибір опорної точки значною мірою довільний, якщо траса близька до однорідної. При зондуванні оптично густого об'єкта типу хмари опорну точку r^* вибирають всередині хмари поблизу її нижньої межі, це дозволяє бути впевненим в достовірності оцінки $\tilde{\alpha}(r)$ за формулою (5.38).

Застосування такого способу, очевидно, обмежене ситуаціями, коли значення функціонала $\Phi(r, r_m)$ мало відрізняється від асимптотичного. Тільки в цьому випадку оцінка ε за (5.36) дає достатньо малу величину і регуляризовані члени не обумовлюють помітного зсуву розв'язання на початкових ділянках траси. Приклад використання алгоритму (5.35) наведений на рис. 5.7, де показані результати чисельного експерименту. Були задані профіль коефіцієнта ослаблення, лідарне відношення і константа калібрування лідара. За цими даними розрахований сигнал, який потім модулювався випадковим шумом. Результати відновлення $\alpha(r)$ при $r^* = 0,7$ км і $r^* = 0,5$ км представлені, відповідно, кривими 4 і 5. Достовірність рішення на ділянках траси, де $\tau > 2$, істотно залежить від того, наскільки відповідає дійсності

припущення $\alpha(r_m) = \alpha(r^*)$, але слід мати на увазі, що в цьому випадку мова йде про отримання інформації з ділянки траси, де сигнал вже істотно спотворений шумами, а в точці r_m інформація відсутня взагалі, оскільки $S(r_m) = 0$.

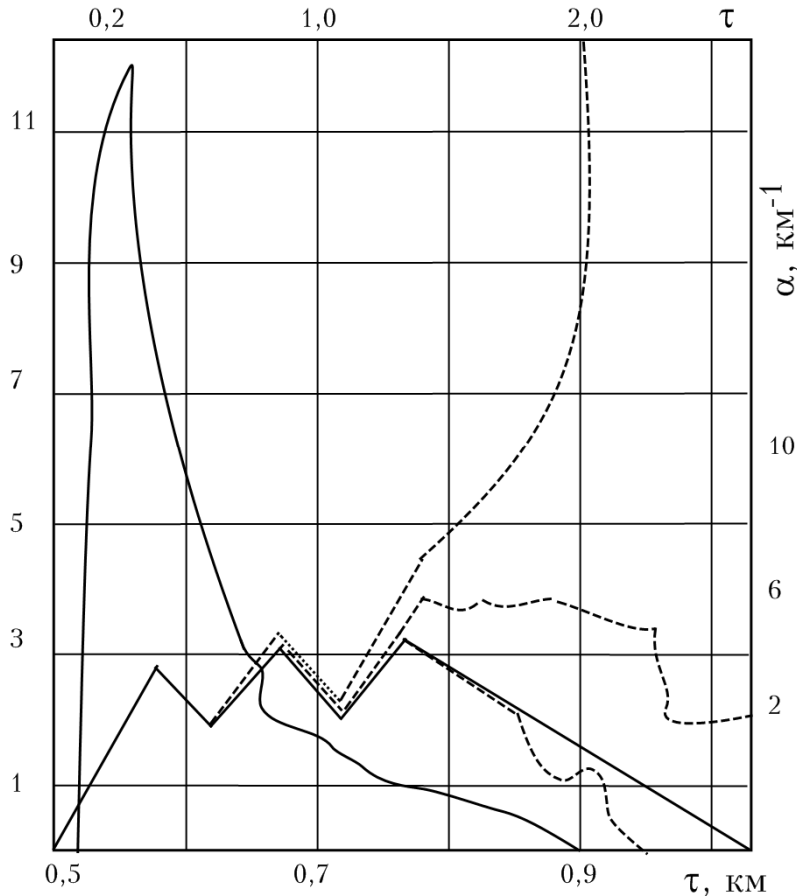


Рисунок 5.7 – Чисельний експеримент з відновлення профілю коефіцієнта розсіяння: 1 – заданий профіль коефіцієнта розсіяння; 2 – розрахунковий сигнал; 3 – профіль, відновлений методом асимптотичної квадратури; 4 – регуляризований профіль (розв’язання зводиться до значення α в точці $r_1 = 0,683$ км.); 5 – регуляризований профіль (розв’язання зводиться до значення α в точці $r_1 = 0,5$ км)

Позитивний ефект регуляризації полягає в тому, що підвищується точність визначення $\alpha(r)$ на попередніх ділянках траси. Істотним недоліком цього способу є відсутність критерію оцінки достовірності введених апріорних величин $\alpha(r^*)$ і (ϵ) , який збігався би по ϵ . Від цього недоліку вільний метод регуляризації А.Н. Тіхонова, який в такому випадку зводиться до пошуку за додаткової умови $\alpha(r_k) = \tilde{\alpha}(r_k)$ функції $\alpha(r)$, що мінімізує при деякому $\delta > 0$ функціонал

$$M^\delta[\alpha(r), f(r), \tilde{\alpha}(r_k)] = \int_{r_0}^{r_m} \{L[\alpha(r'), r'] - f(r')\}^2 dr' + [\alpha(r_k) - \tilde{\alpha}(r_k)] + \delta \Omega^n[\alpha(r)]; \quad (5.41)$$

$$\Omega^n[\alpha(r)] = \int_{r_0}^{r_m} \sum_{i=0}^n W_i(r) \left[\frac{d^i \alpha(r)}{dr^i} \right]^2 dr, \quad (5.42)$$

$\Omega^n[\alpha(r)]$ – стабілізуючий функціонал n -го порядку; вагові функції $W_n(r) \neq 0$.

Перші два члени функціонала (5.41) представляють суму квадратичних відхилень вимірюваної функції $f(r) = [\ln S_n(r)]'_r$ від $L[\alpha(r)] = \alpha'_r(r)/\alpha(r) - 2\alpha(r)$ і експериментального значення $\tilde{\alpha}(r_k)$ від розв'язання $\alpha(r)$ при $r = r_k$ (тут передбачається, що опорне значення $\tilde{\alpha}(r_k)$ може бути відоме в довільній точці r'_k , а не обов'язково в $r = r_0$). Диференційний оператор $L[\alpha(r)]$ виходить із (5.24) відносно $f(r)$.

Для мінімізації (5.41) необхідно розв'язати систему нелінійних рівнянь з використанням ітераційних методів. Але при використанні методу асимптотичної квадратури можна спростити завдання, вважаючи, що в цьому випадку перший і другий члени функціонала (5.41) достатньо малі і завдання зводиться до мінімізації (5.42), тобто суми норм похідних до n -го порядку. У [49–60] наведені приклади використання регуляризаторів до другого порядку включно (зазвичай достатньо першого). Параметр регуляризації δ вводиться формально як похибка калібрування:

$$\Phi(r_0, \infty) = (1 + \delta)\Phi(r_0, r_m).$$

З можливих розв'язків $\alpha(r, \delta)$ вигляду

$$\alpha(r) = \frac{S(r)}{2\Phi(r, r_m) + 2\delta\Phi(r_0, r_m)}$$

вибирається такий, який мінімізує функціонал (5.42).

Введення вагових функцій $W_i(r)$ дозволяє уникнути асимптотичного зменшення цільової функції $Q(\delta) = \Omega^n[\alpha(r, \delta)]$ при $\delta \rightarrow \infty$. Так, якщо замість $\Omega^1[\alpha]$ взяти $\Omega^1[\ln \alpha]$, що еквівалентне введенню вагової функції $1/\alpha$, то достатньою умовою існування максимуму $Q(\delta)$ є виконання нерівності

$$\int_{r_0}^{r_m} W_1(r) S'_r(r) \exp[4\tau(r_0, r)] dr < 0,$$

тобто S-функція повинна бути такою, що не зростає, особливо на кінці траси. Обмеження можна ослабити введенням функції, $W'_1(r) = W_1(r)[1 - \text{sign} S'_r(r)]$, що дозволяє виключити внесок ділянок, де $S(r)$ зростає. Наведемо один з можливих її варіантів:

$$W_1(r) = \exp\left\{-K \left[\Lambda(r) - \langle \Lambda(r) \rangle\right]^2\right\},$$

де $K = 1/l < [\Lambda(r) - \langle \Lambda(r) \rangle]$; $0 < l < 1$, вибраний тим меншим, чим різкіша неоднорідність траси

$$\Lambda = -\frac{1}{2} \frac{d}{dr} \ln S(r);$$

Λ – усереднення по трасі.

Покажемо один з можливих варіантів обробки сигналу. Нехай сигнал представлений у вигляді n дискретних відліків S-функції S_i , де $i = 1, 2, \dots, n$.

1. Обчислюємо $2\Phi_i = \Delta r \sum_{k=i}^{n-1} (S_k + S_{k+1}); i = 1, \dots, n-1$.

2. Визначаємо вагову функцію W_{1i}

3. Задаємо початкове значення δ , Q , h (крок пошуку) і точність обчислень ε .

4. Вважаємо $\delta = \delta + h$.

5. Знаходимо $c = 2\delta\Phi_1$.

6. Обчислюємо $\alpha_i = S_i / 2\Phi_i + c$.

7. Обчислюємо $Q = \sum_{i=1}^{n-2} W_{1i} (\alpha_{i+1} / \alpha_i - 1)$.

8. Якщо $|h| < \varepsilon$, то виведення масиву.

9. Якщо $Q^m \geq Q^{m-1}$, то вважаємо $h = -h/2$ і повертаємося до 4, m – номер ітерації.

6 РОЗРОБКА АВТОМАТИЗОВАНОЇ КОНТРОЛЬНО-ВІМІРЮВАЛЬНОЇ СИСТЕМИ ДЛЯ ЛОКАЦІЇ І КОНТРОЛЮ ПОЛІДИСПЕРСНИХ АЕРОЗОЛЬНИХ СЕРЕДОВИЩ

6.1 Лідарні системи різного базування

В основі методів лазерного зондування лежать такі процеси взаємодії лазерного випромінювання з речовиною: аерозольне розсіяння (АР); молекулярне розсіяння (МР); комбінаційне розсіяння (КР); флуоресценція (люмінесценція), у тому числі і резонансна; резонансне розсіяння (РР) і резонансне поглинання (РП); диференціальне поглинання і розсіяння (ДПР) [11–17]. Класифікація систем лідарного зондування атмосфери наведена на рис. 6.1. Стаціонарні системи, встановлені в приміщеннях або на спеціально обладнаних площадках, володіють високим енергетичним потенціалом – мають приймальні об'єкти великих розмірів і лазери із значною енергією випромінювання. Вони забезпечують великий інтервал дальності зондування, але при цьому вони є громіздкими, дорогими системами і мають обмежену локальну просторову область вимірювань, прив'язану до точки їх розміщення. Основною їх перевагою є можливість одночасного моніторингу декількох атмосферних параметрів при високій чутливості. Приймально-передавальні пристрої стаціонарних лідарів розміщують на скануючих пристроях, що забезпечує оперативний моніторинг атмосфери, зокрема екологічний, в різних напрямках. Мобільні лідари розміщуються на рухомих засобах: автотранспортних (автомобілі або автопричіпи), авіаційних (літаки або вертольоти), морських (надводні або підводні човни) космічних (безпілотні апарати або пілотовані орбітальні станції). При цьому розширюються можливості використання лідарів для моніторингу атмосфери на значній території, особливо в разі їх установки на аерокосмічних носіях.

Аерозольні лідари, що використовують ефект пружного розсіювання, застосовуються для визначення таких атмосферних характеристик: профілів прозорості і масової концентрації аерозольних забруднень; границь хмар та інших великомасштабних неоднорідностей атмосферного середовища; фазового складу хмар, а також динаміки зміни цих характеристик у заданому інтервалі часу. Крім того, за допомогою сканування атмосферного простору лазерним променем можна проводити картування забруднюючих речовин в атмосфері [59–65].

Поляризаційні лідари, які є різновидом аерозольних лідарів, використовуючи для зондування поляризоване випромінювання і виділяю-

чи у прийнятому потоці випромінювання компоненти з різними станами поляризації, дозволяють одержати додаткову інформацію про форму аерозольних часток, при однократному розсіюванні і показнику багаторазового розсіювання оптично щільних аерозольних утворень.

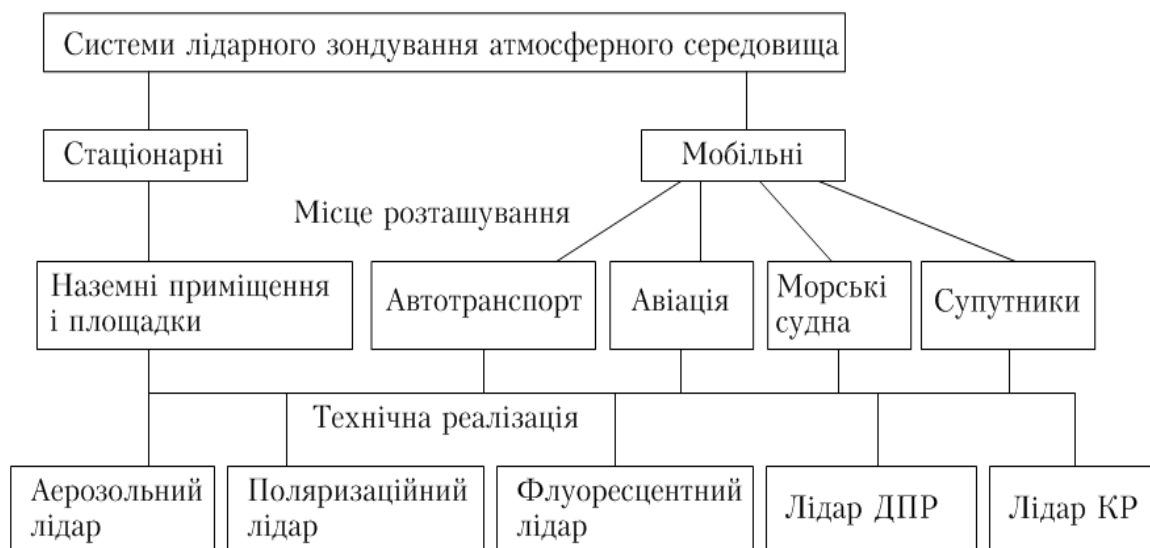


Рисунок 6.1 – Класифікація систем лідарного зондування атмосфери

В основі лідарів ДП (диференціального поглинання) лежить взаємодія оптичного випромінювання з молекулами атмосферних газів – резонансне поглинання, що й визначає основні переваги цих технічних засобів, а саме – високу чутливість і оперативність визначення вмісту газових складових атмосфери, у тому числі і при великій дальності зондування. Для визначення концентрації будь-якого компонента атмосфери використовуються лазерні джерела випромінювання, здатні генерувати одночасно або послідовно випромінювання на двох близьких довжинах хвиль, одна з яких в ідеальному випадку збігається із лінією поглинання досліджуваного газового компонента, а інша повинна потрапляти у найближче вікно прозорості атмосфери. Концентрація газу визначається із порівняння рівня зареєстрованих сигналів на цих довжинах хвиль. В залежності від поставленого завдання в лідарах ДП фотоприймач реєструє оптичні ехосигнали, які відбиті дзеркалами, кутовими відбивачами, або топографічними об'єктами: деревами, будинками, пагорбами і т. п. В результаті лідари ДП визначають усереднені по трасі зондування концентрації газових компонентів. Для дослідження просторового розподілу газових компонентів засто-

совуються лідари ДПР, у яких в якості розподілених відбивачів використовуються атмосферні аерозолі.

Поглинання атомами або молекулами лазерного випромінювання на частоті певного електронного переходу, яке супроводжується перевипромінюванням на більш низькій частоті, характеризує флуоресценцію компонентів атмосфери, що використовується для створення флуоресцентних лідарів. На практиці флуоресцентні лідари не отримали значного поширення через низку причин. У молекулах газів флуоресцентне випромінювання широкосмугове і затягнуте в часі, що ускладнює ідентифікацію компонентів атмосфери і зменшує відношення сигнал–шум. Флуоресценція всіх молекул істотно гаситься зіткненнями з іншими молекулами повітря. Крім того, газові компоненти, що мають максимальні значення флуоресценції, присутні в атмосфері в мінімальній кількості.

Перевагою лідарів КР (комбінаційного розсіювання) є можливість одночасного детектування всіх молекулярних компонентів газового середовища, оскільки кожна газова молекула має фіксовані для її будови коливально-обертальні спектри частот, на які зміщується частота розсіяного випромінювання. При цьому потужність сигналу КР будь-якого компонента прямо пропорційна його концентрації. Метод КР є практично безінерційним. Завдяки такому універсальному комплексу властивостей він особливо перспективний для якісного і кількісного аналізу газових середовищ. Основним недоліком методу є низька інтенсивність сигналів КР, пов'язана з малими значеннями перетину комбінаційного розсіювання. Тому лідари на основі цього методу традиційно використовувалися в основному для аналізу високих рівнів концентрацій газових компонентів атмосфери (димових викидів), що перебувають на невеликій висоті. Однак, використання потужних лазерів і великогабаритної оптики дозволяє визначити профілі розподілу вологості і температури по всій товщині атмосфери.

Виходячи із розглянутих вище параметрів лідарів, в табл. 6.1 показані загальні і відмітні характеристики стаціонарних і мобільних лідарів, незалежно від їх призначення і фізичного ефекту розсіяння, використовуваного при дослідженні зовнішнього середовища. Цифрою «0» відмічені неістотні характеристики для заданого типу лідарів, знаком «±» – другорядні характеристики, а «+» – першочергові. Всі мобільні лідари мають обмеження по енергоспоживанню і масогабаритним характеристикам, особливо лідари аерокосмічного базування.

Таблиця 6.1 – Загальні і відмітні риси стаціонарних і мобільних лідарів

Параметри лідарної системи	Вид системи				
	Стаціо- нарна	Мобільна			
		авто- транс- портна	авіа- цій- на	морсь- ка	супут- никова
Енергоспоживання	0	±	±	±	+
Масогабаритні характеристики	0	0	±	±	±
Дальність зондування	+	±	±	+	+
Можливість сканування	±	+	±	±	±
Експлуатаційні характеристики	0	±	±	±	+
Надійність	±	±	+	+	+
Швидкодія	±	±	±	±	+
Ступінь автоматизації управління	±	±	±	+	+
Завадостійкість	0	0	±	±	+
Електромагнітна сумісність					

За весь період створення розвиток лідарних систем відбувався послідовно від стаціонарних до мобільних наземних, потім до авіаційних, морських і далі до космічних [65–69]. Це дозволило відпрацювати і оптимізувати схемні і конструктивні рішення як окремих складових частин, так і лідарної системи заданого призначення в цілому. На рис. 6.2 наведена загальна структурна схема лідара (крім поворотного пристрою, на якому, зазвичай, при наземному варіанті реалізації лідарної системи встановлюють передавач, приймач, і блок управління, що синхронізує роботу інших блоків і керує їх параметрами). Лідар в загальному випадку складається з таких основних частин: лазера, передавальної оптичної схеми, приймального телескопа, спектроаналізатора, фотоприймача і електронної вимірювальної системи. Імпульс лазерного випромінювання, сформований оптикою (телескопом або іншим об'єктивом для зменшення розсіювання променя), спрямовується на мішень. Частина лазерного випромінювання використовується для створення опорного сигналу і для контролю довжини хвилі в тих випадках, коли це необхідно. Опорний сигнал задає початок відліку часу, а його амплітуда – енергію лазерного імпульсу. Випромінювання, розсіяне мішенню назад, збирається приймальним телескопом і через спектроаналізатор потрапляє на фотоприймач. Вибір фотоприймача визначається спектральною областю вимірювань, яка залежить від використовуваного лазера і методу зондування. Електричний сигнал з фотоприймача обробляється вимірювальним блоком (додаток А) за

заданим алгоритмом. Спектроаналізатор призначений для виділення інтервалу довжин хвиль, в якому проводяться вимірювання, і відсічки фонового випромінювання на інших довжинах хвиль. Він може бути виконаний у вигляді монохроматора, поліхроматора або вузькосмугового інтерференційного світлофільтра.

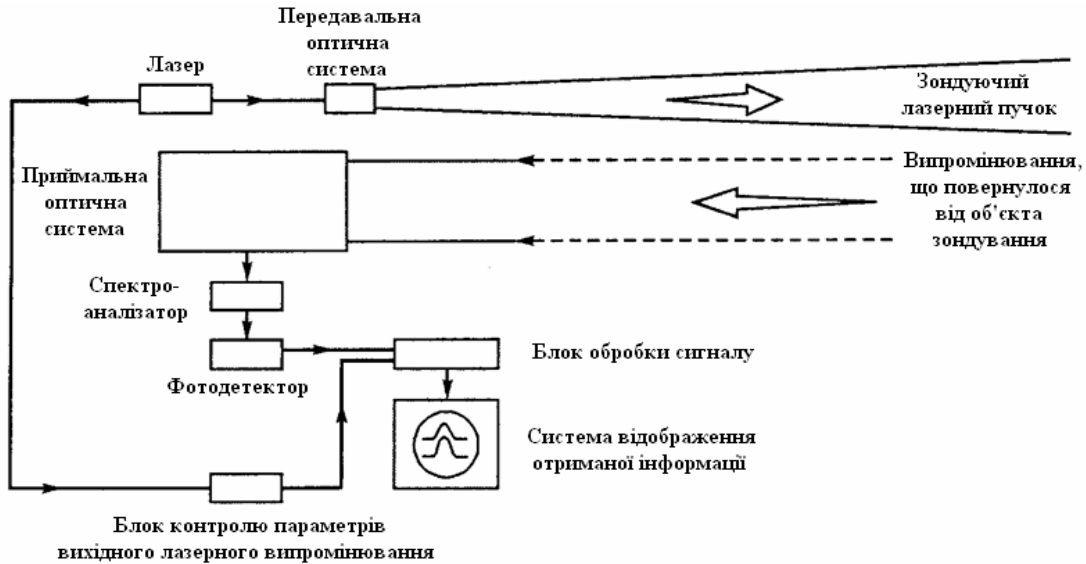


Рисунок 6.2 – Загальна структурна схема лідара

У загальному випадку випромінювання, що приймається P_{np} являє собою суперпозицію потужностей компонент молекулярного і аерозольного розсіювання на довжині хвилі λ_0 , яка збігається з довжиною хвилі зондуючого випромінювання, випромінювання флуоресценції на довжині хвилі, яка менша довжини хвилі випромінювання лазера і ліній комбінаційного розсіювання на довжинах хвиль, близьких до довжини хвилі лазера, а також більш довгих стоксових і коротких антистоксових довжин хвиль $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$; $P_{np} = \sum_{i=0}^n P_{\lambda_i}$. Потужність зворотного розсіяного на довжині хвилі λ_1 , випромінювання $P_{\lambda_1}(z)$, що надходить на приймальну систему моностатичного лідара з ефективною приймальною апертурою A_{ef} з відстані z , описується в наближенні однократного розсіювання, без урахування поляризації, відомим лідарним рівнянням, представленим в скалярній формі [13–19]:

$$P_{\lambda_i}(z) = P_{\lambda_0} c \tau_0 / 2 g(z, \lambda_i) \beta_{\pi}(z, \lambda_i) A_{ef} z^{-2} \xi(\lambda_i) T_{\lambda_0}(z) T_{\lambda_i}(z), \quad (6.1)$$

де P_{λ} – потужність випромінювання лазерного передавача, обумовлена виразом $P_{\lambda_0} = \int_0^{\tau_0} P(t) dt$, де $P(t)$ і τ_0 – тимчасовий розподіл потужності і тривалість зондувального імпульсу; c – швидкість світла; $g(z, \lambda_i)$ – функція геометричного фактора; $\beta_{\pi}(z, \lambda_i)$ – об’ємний коефіцієнт зворотного розсіювання на довжині хвилі розсіяного випромінювання; $A_{\text{эф}}$ – ефективна приймальна апертура з відстані z ; $T_{\lambda_0}(z)$ і $T_{\lambda_i}(z)$ – коефіцієнти прозорості атмосфери на довжинах хвиль, відповідно, зондувального λ_0 і розсіяного λ_i випромінювань, обумовлені виразом типу $\exp\left[-\int_0^z \alpha(r, \lambda_i) dr\right]$, де $\alpha(r, \lambda_i)$ – сумарний об’ємний коефіцієнт послаблення випромінювання в точці r на довжині хвилі λ_i ; $\xi(\lambda_i)$ – коефіцієнт, що описує селективні властивості оптичного тракту лідара.

У загальному випадку при проведенні вимірювань коефіцієнт послаблення в точці простору z можна представити як

$$\alpha(\lambda_i) = \alpha_{\text{мр}}(\lambda_i) + \alpha_{\text{мн}}(\lambda_i) + \alpha_{\text{ар}}(\lambda_i) + \alpha_{\text{ан}}(\lambda_i) + \alpha_{\text{кп}}(\lambda_i), \quad (6.2)$$

де індекси «м», «а» характеризують ефекти взаємодії лазерного випромінювання з молекулами і аерозолями, індекси «р» і «п» – відповідно, ефекти розсіювання і поглинання, а індекс «кп» означає континуальне поглинання газових компонентів атмосфери. При цьому коефіцієнт молекулярного розсіювання $\alpha_{\text{мр}}(\lambda_i)$ визначається ефектами пружного розсіювання на довжині хвилі падаючого випромінювання λ_0 і комбінаційного розсіювання на довжинах хвиль, які мають зсуви відносно λ_0 на $\Delta\lambda_i$, що відповідають частотам коливальних і обертальних спектрів молекул [66, 70].

Існують дві основні оптичні схеми лідарів [70–75]. У бістатичній схемі лазер і приймальний телескоп рознесені на деяку відстань для того, щоб досягти високої просторової роздільної здатності при зондуванні. Сьогодні така схема використовується рідко, оскільки лазери наносекундних імпульсів можуть забезпечити просторову роздільну здатність порядку декількох метрів при використанні моностатичної схеми, якій і віддається перевага. В останньому випадку лазер і приймальний телескоп встановлюються в одному місці. Моностатичний лідар може мати як коаксіальне, так і біаксіальне розташування. У коаксіальній схемі вісь лазерного променя збігається з оптичною віссю приймального телескопа, тоді як в біаксіальній схемі ці осі паралельні, і лазерний промінь входить у поле зору приймального телескопа тіль-

ки на деякій заздалегідь встановленій відстані. Остання схема хоч і дозволяє уникнути проблеми розсіяного випромінювання із ближньої зони і перенасичення фотоприймача, але, все ж таки, є менш ефективною у порівнянні з коаксіальною схемою. Проблема ближньої зони в коаксіальній схемі вирішується замиканням фотоприймача за допомогою модулятора або швидкого механічного затвору.

Отже, аналіз наукових джерел з лазерного зондування атмосферного середовища дозволяє зробити висновок про те, що найбільшого поширення набули сьогодні системи лідарного контролю з моностаціональною біаксіальною оптичною схемою.

6.2 Лазери та прийомні телескопи для лідарів

Для дистанційного зондування становлять інтерес лазери, які здатні генерувати спектрально обмежені імпульси випромінювання наносекундної тривалості високої потужності і невеликої кутової розбіжності. У тих випадках, коли сигнал є дуже слабким, необхідна також досить висока частота повторення імпульсів. Основні види лазерів, які переважно використовуються для зондування атмосфери, зазначені в табл. 6.2. Конкретний тип лазера і його конструкція визначаються з урахуванням умов застосування лідарної системи. Так, при зондуванні на одній фіксованій довжині хвилі, або в невеликому спектральному діапазоні, доцільно використовувати серійні лазери, або джерела когерентного випромінювання широкого призначення для різних спектроскопічних досліджень. У лідарних системах, призначених для проведення широкоспектральних досліджень, випромінювач може бути виготовлений на основі об'єднання декількох окремих лазерів. Однак таке технічне рішення не може забезпечити високих експлуатаційних показників, оскільки випромінювачі виявляються громіздкими і незручними в роботі. Тому, в таких випадках, а також при пред'явленні до характеристик і конструкції лазера особливих вимог (лідари для багатокомпонентного газового аналізу, мобільні лідари та ін.) розробляються спеціальні пристрої, які за технічними характеристиками і конструкцією істотно відрізняються від квантових генераторів, використовуваних в інших областях приладобудування. Ще більш широкі можливості застосування лазерів відкриваються при використанні генерації вищих гармонік, параметричної конверсії або комбінаційного зсуву лазерів, які створюються, на барвниках. Застосування модуляції добротності дає можливість одержувати пікову потужність 1–40 МВт при тривалості імпульсу 10–30 нс. Прийнятними для дослідження є тільки мінімальні кути розбіжності пучка, а частота повторення імпульсів близько 10 Гц. Подвоєння або потроєння частоти досягається за рахунок застосування

відповідних нелінійних кристалів. Ефективність перетворення залежить від оптичної якості кристалу, довжини хвилі, інтенсивності і ступеня когерентності лазерного пучка. Верхня межа ККД перетворення може досягати 70 % .

Клас газових лазерів найбільш різноманітний: у нього входять коротко- і довгохвильові лазери. CO₂-лазер низького тиску генерує імпульси з енергією 1–10 Дж і частотою повторення до 10 Гц і може досягати ККД 30 %. У перших КР-лідарах використовувався і азотний лазер. Для дистанційного зондування становлять інтерес ексимерні лазери на молекулах ХеСl і КrF, тому що довжини хвиль їх випромінювання лежать в УФ-області спектра (менш 308 нм), тривалості імпульсів 10–20 нс з енергією до 0,5 Дж [74–78].

Широке застосування імпульсних газових лазерів на парах міді в спектроскопічних експериментах дозволяє зробити припущення про можливості їхнього використання в лазерних системах дистанційного зондування і контролю. Такий імпульсно-періодичний мідний лазер дозволяє одержувати такі характеристики: безперервна сумарна потужність на довжинах хвиль 510,6 й 578,2 нм – 43,5 Вт при частоті проходження імпульсів 20 кГц і імпульсна потужність – 200 кВт при тривалості імпульсу 10 нс. У роботах [45–49] наводиться значення пікової потужності 130 кВт на довжині хвилі 510,6 нм, а також потужність другої гармоніки в УФ-області спектра на довжині хвилі 289,1 нм 75 мВт при потужності першої гармоніки 1 Вт (ККД перетворення 75 %). Отже, можна одержати лазерні імпульси тривалістю 10 нс із частотою проходження до 20 кГц на довжинах хвиль 510,6; 255,3; 578,2; 289,1 нм. Всі імпульсні лазери на барвниках можна розділити на два окремих класи: з накачуванням імпульсною лампою і імпульсним твердотільним лазером. Причому перебудова і звуження спектральної лінії випромінювання таких лазерів досягається шляхом застосування дифракційних решіток або інших дисперсійних елементів. Лазери із накачуванням імпульсною лампою можуть генерувати імпульси тривалістю 0,1–10 мкс з перебудовою в діапазоні 300–700 нм і піковою потужністю більше 1 МВт. У тих випадках, коли потрібні більше короткі (1–20 нс) лазерні імпульси, що перебудовуються, накачування барвника здійснюється за допомогою твердотільного лазера з модуляцією добротності або імпульсного газового лазера.

Застосування напівпровідникових лазерів в спектроскопічних експериментах дозволяє зробити припущення про можливості їхнього використання і у лазерних системах дистанційного зондування. Створення блакитного лазерного діода з такими характеристиками: квазібезперервна потужність на довжині хвилі 419 нм 135 МВт при частоті проходження імпульсів 20 кГц і імпульсній потужності 5 Вт при тривалості імпуль-

су 100 нс – відкриває нові перспективи в цьому напрямку. Отже, можна одержати лазерні імпульси тривалістю 100 нс із частотою проходження до 200 кГц на довжинах хвиль 419, 678, 780 й 820 нм і з піковими потужностями до 100 Вт.

Таблиця 6.2 – Застосування лазерів для зондування атмосфери

Вид взаємодії	Тип лазера і активного середовища	Довжина хвилі, мкм
<i>Зондування атмосферного аерозолю</i>		
АР і МР	Неодимове скло	1,060 і гармоніки
	Алюмоітрієвий гранат	1,064 і гармоніки
	Рубін	0,694 і 0,347(2-га гарм.)
	Барвники	0,26–1,1
	СО ₂ -лазери	9–11
	Пари міді	0,510 і 0,578
	Ексімерні лазери*	0,2–0,35
	Лазери на центрах фарбування в іонних кристалах*	0,7–1,5
<i>Зондування гідрозолю</i>		
АР і МР	2-га гармоніка лазера на неодимовому склі	0,530
	2-га гармоніка лазера на алюмоітрієвому гранаті	0,532
	Пари міді	0,510 і 0,578
<i>Аналіз газового складу атмосфери</i>		
КР РР Резонансне КР РП	Гармоніки випромінювання лазерів на неодимовому склі і алюмоітрієвому гранаті	0,26; 0,35; 0,53
	Рубін	0,347 (2-га гармоніка)
	Азотні лазери	0,337
	Ексімерні лазери*	0,2–0,35
	Барвники	0,26–1,1
	Ексімерні лазери*	0,2–0,35
	Рубін	0,694
	СО ₂ -лазери	9–11
	Барвники	0,26–1,1
	Лазери на центрах фарбування в іонних кристалах*	0,7–1,5

Примітка.* – лазери, придатні для широкого застосування в системах лазерного зондування.

До головних переваг напівпровідникових лазерів варто віднести невеликі розміри і експлуатаційну надійність конструкції, пряме електричне збудження із можливою швидкою перебудовою довжини хвилі

за рахунок зміни густоти струму, високий ККД (більше 50 %, у інжекторних наближається до 100 %) і широкий спектральний діапазон (0,4–34 мкм). Напівпровідникові лазери відрізняє невелика пікова потужність (до 100 Вт) і велика розбіжність променя [79–84]. Однак, висока частота проходження імпульсів дозволяє при реєстрації лідарного сигналу скоротити час нагромадження імпульсів при збереженні дистанції зондування.

Основними елементами прийомної оптики сьогодні є телескопи типу Ньютона й Кассегрена. У біаксіальних схемах широко використовуються телескопи Ньютона. Однак, завдяки компактності і великій фокусній відстані, більшого поширення набули телескопи Кассегрена. Використання в телескопах пластмасових френелівських лінз великого діаметра робить їх недорогими, легкими і компактними, що особливо важливо для розробки мобільних лідарів. Розмір апертури телескопа залежить від застосованого методу і довжини траси зондування. Найбільші конструктивні вимоги пред'являються до лідарів КР, коли доводиться застосовувати телескопи із головним дзеркалом до 1 м.

6.3 Системи реєстрації систем лідарного зондування

Сигнал фотоприймача може піддаватися аналоговій або цифровій обробці. Раніше використовувався аналоговий підхід, при якому сигнал зворотного розсіювання відтворювався на широкосмуговому осцилографі як функція часу затримки, пропорційна відстані, яка потім фотографувалася. Використання швидкодіючих АЦП дозволило проводити обробку даних у реальному масштабі часу.

Зростання сигналу зворотного розсіювання на початковій ділянці траси зондування обумовлене, звичайно, некоаксіальністю оптичної схеми: із збільшенням відстані зростає перекривання конусу зору приймального телескопа лазерним променем. Подальше зменшення сигналу пов'язане, головним чином, із геометричним фактором. У випадку високої прозорості атмосфери сигнал спадає обернено пропорційно квадрату відстані. Залежність R^{-2} призводить до того, що динамічний діапазон сигналу становить кілька порядків величини амплітуди. Для того, щоб стиснути цей динамічний діапазон, можна використовувати перемикач коефіцієнтів підсилення, логарифмічні підсилювачі і керування підсиленням фотоприймачів за законом t^2 [84–88]. Крім цього, можна застосовувати й оптичні методи, наприклад, прийомну систему зі змінною фокусною відстанню [27]. Коли сигнал зворотного розсіювання є дуже слабким, як в експериментах із КР або при дослідженні верхніх шарів атмосфери, необхідно працювати в режимі нагромадження сигналу. Для цього випадку використовується режим підрахунку фотонів,

коли реєструються і підраховуються імпульси струму при детектуванні окремих фотонів.

Рівняння (1) дозволяє оцінити динамічний діапазон лідарних сигналів у заданому інтервалі дальності (початку і кінця) зондування ($z_{\Pi} + z_K$), якщо попередньо відомі характеристики коефіцієнтів розсіювання $\alpha(z, \lambda_i)$ і $\beta_x(z, \lambda_i)$. Самі величини коефіцієнтів $\alpha(z, \lambda_i)$ і $\beta_x(z, \lambda_i)$ залежать від оптико-метеорологічного стану атмосфери і від забруднення її промисловими викидами.

Величина динамічного діапазону прийнятого лідарного сигналу $D_{ЛС}$ в інтервалі ($z_{\Pi} + z_K$), що відповідає початку і кінцю його реєстрації дорівнює:

$$D_{ЛС} = \frac{P(z_{\Pi})}{P(z_K)} = \frac{z_K^2 \beta_x(z_{\Pi})}{z_{\Pi}^2 \beta_x(z_K)} \exp\left(2 \int_{z_{\Pi}}^{z_K} \alpha(z, \lambda_i) dz\right). \quad (6.3)$$

Можна також записати $D_{ЛС}$ у вигляді, що використовується для радіосистем:

$$D_{ЛС} = 20 \lg \frac{z_K}{z_{\Pi}} + 10 \lg \frac{\beta_x(z_{\Pi})}{\beta_x(z_K)} + 8,686 \int_{z_{\Pi}}^{z_K} \alpha(z, \lambda_i) dz. \quad (6.4)$$

Отже, із розглянутих систем реєстрації лідарного сигналу в діапазоні слабких сигналів перевагу варто віддати системам, які працюють у режимі підрахунку окремих фотонів і режимі нагромадження.

6.4 Джерела шуму та методи покращення відношення сигнал–шум

При дистанційному зондуванні і контролі вкрай важливим є питання відношення інформативного сигналу до шуму [87–90]. Шуми у цьому випадку можуть мати оптичну або теплову природу. Найбільш істотно на роботу лідарів впливають шуми і перешкоди, які можна розбити на три групи:

- 1) фонові перешкоди атмосфери і зовнішніх джерел;
- 2) шуми приймальної системи;
- 3) дробові шуми сигналу, обумовлені статистичними флуктуаціями фотоемісії.

Потужність потоку фонового випромінювання N , що потрапляє на фотоприймач лідара в момент часу t , дорівнює

$$N(t) = B_{\lambda}(t) A_{ef} \Omega_{\Pi} K_{\Pi} K_C \Delta \lambda_C, \quad (6.5)$$

де $B_{\lambda}(t)$ – спектральна яскравість фонового випромінювання, що залежить від часу доби, довжини хвилі випромінювання, напрямку зондування, місцезнаходження фонового випромінювання (Сонце, Мі-

сяць, хмари і т. п.); Ω_{Π} – тілесний кут поля зору приймальної системи лідара; K_{Π} і K_C – коефіцієнти пропускання оптичного тракту приймальної системи і спектрального фільтра; $\Delta\lambda_C$ – смуга пропускання спектрального фільтра.

В залежності від умов роботи лідара величина B_{λ} може змінюватися на 4–6 порядків.

Фонове випромінювання викликає анодний струм фотоелектронного помножувача (ФЕП):

$$I_{\phi}(t) = S_{K\lambda}MN(t) \quad (6.6)$$

де $S_{K\lambda}$ – спектральна чутливість катода; M – коефіцієнт множення діодної системи.

Цей струм змінює умови роботи ФЕП. По-перше, за рахунок зсуву робочої точки на світловій характеристиці, зменшуючи тим самим її лінійну ділянку; по-друге, діодні струми, що виникають в останніх каскадах ФЕП, змінюють розподіл потенціалу на ділянці напруги ФЕП, що призводить до зміни коефіцієнтів множення останніх діодів і, як наслідок, зміни загального коефіцієнта множення M . Вихідний струм ФЕП, окрім складової $I_{\phi}(t)$, що надалі відфільтровується за допомогою розділової ємності, містить шумову складову, середньоквадратичне значення якої дорівнює

$$i_{\phi}(t) = M\sqrt{2eS_{K\lambda}N(t)\Delta f}. \quad (6.7)$$

Для більшості випадків $N(t)$ можна вважати незмінною за час реєстрації лідарного сигналу, що для лідарів, працюючих на відстанях у декілька кілометрів, не перевищує 100 мкс.

Аналогічним чином записуються вирази для струму сигналу $I_C(t)$ і його середньоквадратичної складової дробового шуму $i_{CШ}(t)$:

$$I_C(t) = S_{K\lambda}M\Phi(t), \quad (6.8)$$

$$i_{CШ}(t) = M\sqrt{2eS_{K\lambda}\Phi(t)\Delta f}. \quad (6.9)$$

Шуми приймальної системи визначаються власним променистим потоком $\Phi_{\Pi P}$ від елементів оптичної частини приймальної системи, шумом фотодетектора і теплових шумів на навантажувальному опорі фотодетектора і в електронному підсилювачі. Струми, ініційовані потоком $\Phi_{\Pi P}$, розраховуються за співвідношеннями, аналогічним (6.6) і (6.7). Однак, для випромінювань у діапазоні довжин хвиль 0,25–1,2 мкм цими шумами можна знехтувати. Для розглянутих режимів роботи лідара теплові шуми навантаження і підсилювача також

є незначними. Найбільш істотними є власні шуми ФЕП, які визначаються темновими струмами.

Середньоквадратичну складову i_C дробового шуму анодного струму I_{AC} , створювану темновим струмом фотокатода I_{CK} , одержимо із виразу:

$$i_C = M \sqrt{2eI_{CK}\Delta f} = \sqrt{2eMI_{AC}\Delta f}. \quad (6.10)$$

Присутність шумового струму ФЕП

$$i_{ш}(t) = \sqrt{i_{\phi}^2(t) + i_{Cш}^2(t) + i_C^2(t)} \quad (6.11)$$

обмежує реальну дальність зондування z_K і, відповідно, величину динамічного діапазону лідарного сигналу. Відношення потужностей корисного сигналу і шуму на навантаженні ФЕП визначає співвідношення сигнал–шум:

$$D_{SN}(t) = \frac{I_C^2(t)}{i_{ш}^2(t)}. \quad (6.12)$$

Задаючись певним граничним відношенням сигнал–шум, $D_{SN}(t) \geq 1$, можна з (6.12) визначити максимальну дальність зондування, і, відповідно, з (6.3) – динамічний діапазон лідарного сигналу, що підлягає реєстрації. Рівняння (6.12) для відстані $z = ct/2$ є трансцендентним, тому для конкретних типів ФЕП використовується його графічне розв’язання [5, 37–39].

Прийнявши величину перевищення відношення сигнал–шум на вході ФЕП рівну 5–10, можна визначити потенційно досяжну дальність зондування z_K і, відповідно, граничну величину $D_{ЛС}$.

Розпишемо вираз (6.12), який визначає відношення сигнал–шум на навантаженні ФЕП:

$$D_{SN}(t) = \frac{[K_{II}K_C g(t) S_{K\lambda} A_{ef} P_0 \tau_0 \beta_{\pi}(t) T^2(t) t^{-2}/c]^2}{2e\Delta f \{K_{II}K_C S_{K\lambda} A_{ef} [g(t) \tau_0 \beta_{\pi}(t) T^2(t) t^{-2}/c + B_{\lambda}(t) \Omega_{II} \Delta \lambda_c] + I_{CK}\}}. \quad (6.13)$$

З (6.13) видно, що $D_{SN}(t)$ не залежить від величини коефіцієнта множення M діодної системи ФЕП.

Для нічних умов роботи, коли в $i_{ш}(t)$ основний внесок вносить перший доданок знаменника (6.13), одержуємо:

$$D_{SN}(t) \approx T(t)t^{-2}. \quad (6.14)$$

Для денних умов, коли істотний вплив мають фонові шуми:

$$D_{SN}(t) \approx T(t)t^{-4}. \quad (6.15)$$

В результаті дальність зондування і величина динамічного діапазону лідарних сигналів, відповідно, зменшуються.

У випадку бортових лідарів, що приймають випромінювання знизу, варто враховувати відбиту й розсіяну радіацію, що йде знизу від земної поверхні або поверхні океану. Для того, щоб зменшити потік фонові радіації, смуга пропускання спектроаналізатора завжди вибирається настільки малою, щоб вона була близькою до спектральної ширини вимірюваного сигналу. Майже у всіх випадках розсіювання ця спектральна смуга пропускання є настільки вузькою, що зміною спектральної яскравості в інтервалі довжин хвиль, у якому проводиться вимірювання, можна знехтувати. Звичайно спектроаналізатор характеризується функцією пропускання, яку можна інтерпретувати як ефективну ширину смуги пропускання. У багатьох випадках вдається збільшити відношення сигнал–шум за рахунок придушення шуму. Так, для зменшення впливу тривалої флуоресценції, індукованої лазерним випромінюванням, раніше застосовували рознесення лазерного передавача і приймача на достатню відстань. Сьогодні більше розповсюджений метод з використанням відсікача флуоресценції [40, 91]. Для цієї мети застосовуються швидкодійні механічні і електронно-оптичні затвори, та ФЕП з електронними затворами. Швидкодійні затвори попереджають перевантаження ФЕП лазерним випромінюванням, що розсіюється у ближній зоні.

Іншим способом придушення шуму є спектральне придушення розсіяного лазерного випромінювання в тих випадках, коли довжина хвилі сигналу відрізняється від довжини хвилі лазерного випромінювання.

Гранична дальність для лідарів КР обмежується люмінесценцією на тій же довжині хвилі, що й сигнал КР. Ця люмінесценція може мати природне походження, наприклад, за рахунок розсіювання сонячної радіації, або виникати в результаті індукованої лазерним випромінюванням флуоресценції. На практиці майже неможливо уникнути флуоресценції при збудженні КР. Значну частину цього широкосмугового випромінювання можна відсікти вузькосмуговими фільтрами. Індуковану лазерним випромінюванням флуоресценцію можна ефективно зменшити за рахунок проведення локальних вимірів. Уникнути люмінесценції можна за рахунок почергового перемикання двох довжин хвиль лазера при використанні сигналу КР лише однієї з них. Якщо дві лінії лазерного випромінювання досить близькі, то можна вважати, що сигнал люмінесценції майже не змінюється, і його можна відняти із сумарного сигналу й одержати «істинний» сигнал КР [40–3].

Проведений аналіз джерел шуму і їхніх проявів у лідарному сигналі дозволяє виділити як основний метод збільшення відношення сигнал–шум – метод спектральної селекції розсіяного «назад» лазерного випромінювання.

7 МЕТРОЛОГІЧНЕ ЗАБЕЗПЕЧЕННЯ СИСТЕМ ДИСТАНЦІЙНОГО (ЛІДАРНОГО) КОНТРОЛЮ ПОЛІДИСПЕРСНИХ АЕРОЗОЛЬНИХ СЕРЕДОВИЩ

Лідарні системи, які використовуються для визначення кількісних значень параметрів атмосфери, повинні піддаватися метрологічній тестуванню після виготовлення і періодичним перевіркам у процесі експлуатації. Оперативний контроль і калібрування параметрів систем лідарного контролю як перед експериментом, так і в процесі його проведення є однією з необхідних умов одержання достовірної інформації про об'єкт дослідження. Ця справа вимагає розробки спеціалізованих пристроїв, що дозволяють автоматизувати процес контролю і калібрування та забезпечити його високу точність. Створення таких пристроїв пов'язане з розробкою спеціальних програмних синтезаторів іспитових впливів, у тому числі і для фотоприймальних пристроїв. Все це, поряд з необхідністю формування спеціальних каліброваних електричних амплітудних і тимчасових мір, вимагає їхнього відтворення і у світловому еквіваленті. Основні вимоги, які висувуються до синтезаторів, це можливість одержання множини іспитових сигналів із заданими характеристиками і забезпечення їхньої високої відтворюваності. Найбільш доцільним є використання імітатора оптичного сигналу, що дозволяє моделювати різні тимчасові залежності випромінюваної потужності [92–95]. Подаючи відомий оптичний сигнал на вхід прийомної системи лідара, можна по його відгуку проводити калібрування всього приймально-реєструвального тракту й одержувати контрольований кінцевий результат на виході реєструвального пристрою.

7.1 Калібрування і юстування лідарних систем

Вимірювання аерозольних забруднень за допомогою лідара потребують попереднього юстування і калібрування. Їх ціль – встановлення в задане положення оптичних осей антен приймача і передавачів, визначення геометричної функції лідара, сталої калібрування і знаходження функції нелінійності прийомного тракту [15, 42, 45].

Питання визначення похибок лідарних систем мають свої особливості. Похибка лідарних вимірювань, крім інструментальної складової, що визначається коефіцієнтом передачі приймальної системи і низкою технічних факторів, має декілька методологічних проблем, пов'язаних зі способами розв'язання лідарного рівняння.

Юстування виконується з метою встановлення оптичних осей приймача, візирів і передавачів з невеликим кутом сходження, щоб забезпечити перекриття їхніх діаграм спрямованості. Так, як робочі

частоти передавачів перебувають у видимій області спектра, то юстування зводиться до спостереження на віддаленому екрані плями випромінювання передавача і виведення його за допомогою юстувальних гвинтів передавача в центр поля зору телескопічної системи приймача. Одночасно на центр плями наводяться перехрестя візирів. При віддаленні екрана на 1–1,5 км ця процедура дозволяє встановити сходження оптичних осей не більше 0,3 мрад, що забезпечує повне перекриття діаграм спрямованості передавачів діаграмою приймальної антени. Юстування лідара проводять після кожного транспортування і періодично в процесі експлуатації.

7.2 Визначення геометричної функції

Відомі два способи визначення геометричної функції (ГФ) [25, 42]. Перший полягає у вимірюванні амплітуди сигналу від плоскої мішені, що пересувається уздовж оптичної осі лідара. Для цього мішень послідовно встановлюють на дистанціях з інтервалом $\Delta r \cong 50$ м. При кожному i -му положенні мішені обчислюється середнє значення амплітуди відбитого імпульсу, нормованого до показів вимірної енергії:

$$F_i = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n F_{ij} / N_{ij}, \quad (7.1)$$

де індекс j означає номер реалізації.

Щоб зменшити вплив випадкових похибок, усереднення проводять по декількох (порядку десяти) реалізаціях. Екран пересувають доти, поки не почне виконуватися співвідношення

$$r_{i-1}^2 F_{i-1} \cong r_i^2 F_i. \quad (7.2)$$

Після цього екран рухається у зворотному напрямку, що дозволяє одержати додаткове усереднення й зменшити вплив нестабільності атмосфери. При зворотному пересуванні отримуються величини F' , аналогічні F . Потім обчислюються значення

$$U_i = \frac{F_i - F'_i}{2} r_i^2 \exp[2\alpha r_i], \quad (7.3)$$

де α – незалежна оцінка коефіцієнта послаблення.

Геометричну функцію можна одержати і у вигляді дискретного ряду

$$G(r_i) = U_i / U_n, \quad (7.4)$$

де U_n береться з області значень, для яких виконується умова (7.2). Однак, краще знаходити відношення до деякого проміжного l -го значення

$$G(r_i, l) = U_i / U_l, \quad (7.5)$$

а потім нормувати функцію так, щоб вона дорівнювала одиниці в дальній зоні локатора. Оскільки сигнал від екрана значний, то в оптичний тракт вносять значне послаблення. При цьому можна виміряти геометричну функцію для одного значення послаблення на всьому інтервалі, де вона відрізняється від одиниці. В результаті похибки при визначенні пропускання послаблювачів не позначаються на точності розрахунку ГФ.

Другий спосіб знаходження ГФ полягає в інтерполяції сигналу, отриманого уздовж однорідної траси з області, де геометрична функція дорівнює одиниці, в область малих дистанцій траси. Інакше кажучи, використовується та обставина, що в гіпотетичному випадку, коли коефіцієнт послаблення прагне до нуля, то сигнал стає пропорційним ГФ поділений на квадрат відстані, при умові, що траса залишається однорідною. Цей спосіб є ефективним, якщо зондування ведеться уздовж горизонтальної однорідної траси, атмосферна ситуація стійка і метеорологічна дальність видимості більше 20 км. Для зменшення впливу випадкових варіацій реєструється близько десяти реалізацій, з яких знаходять середній сигнал. При цьому виконання або невиконання гіпотези про стаціонарний стан атмосфери проявляється досить наочно. В області, де виконується приблизно квадратичне зменшення амплітуди сигналу $F(r)$, знаходять середнє значення величини

$$U_0 = \frac{1}{n-k} \sum_k^n F(r_i) r_i^2 e^{2\alpha r_i}, \quad (7.6)$$

де α – незалежна оцінка коефіцієнта послаблення; k – індекс, починаючи з якого добуток, що стоять під знаком суми, стають приблизно рівними.

В ідеальному випадку всі члени суми, для яких $i > k$, повинні бути рівні. Їхня розбіжність обумовлена випадковими похибками. Неточність в оцінці α може призвести до постійного дрейфу у бік зменшення або збільшення значень із збільшенням відстані. Функція $G(r)$ визначається за формулою

$$G(r) = \frac{\overline{F}(r) r^2 e^{2\alpha r}}{U_0}, \quad (7.7)$$

де $\overline{F}(r)$ – амплітуда усередненого сигналу.

Як у першому, так і в другому способі потрібна незалежна оцінка величини α . Її неточність обумовлює основну похибку у визначенні ГФ. Абсолютна похибка $\Delta\alpha$ при заданій точності вимірювання пропорційна величині α , тому геометричну функцію варто знаходити в

умовах чистої атмосфери. При наявності незалежного фотометричного каналу функцію $G(r)$ можна визначити з великою точністю. При відсутності незалежної оцінки α її можна знайти з лідарного сигналу, що приходить із дистанцій, де $G(r)$ дорівнює одиниці, скориставшись формулою логарифмічної похідної:

$$\alpha = \frac{\ln F(r_1)r_1^2 - \ln F(r_2)r_2^2}{2(r_2 - r_1)}. \quad (7.8)$$

Реальна точність оцінки при цьому становить 20–30 %. При атмосферній ситуації, що відповідає дальності видимості $S_M = 30$ км, це приведе до похибки на дистанції 1 км 5–8 %. Обидва способи приблизно рівнозначні за точністю визначення геометричної функції. При знаходженні ГФ потрібно також враховувати можливу нелінійність оптичного детектора. Оскільки при визначенні ГФ не потрібні великі дистанції зондування і у чистій атмосфері динамічний діапазон сигналу невеликий, то введенням послаблення можна знизити рівень оптичного сигналу до значень, що потрапляють в область лінійності детектора [15, 32, 40].

7.3 Визначення сталої калібрування

Апаратна стала лідара з лінійним приймачем визначається за формулою

$$C = P_0 S_0 k_1 k_2 k_3 R_n c \Delta t / 2. \quad (7.9)$$

де P_0 – середня потужність передавача; S_0 – площа антени приймача; k_1 – коефіцієнт пропускання оптики; k_2 – ватт-амперна чутливість; R_n – опір навантаження; k_3 – коефіцієнт передачі електронного тракту і $\Delta r = c \Delta t / 2$ – половина просторової тривалості імпульсу.

Величина C має розмірність $[В \cdot м^3]$, і кожну величину, яка її визначає можна виміряти окремо. Однак це досить трудомістка процедура, що вимагає додаткової апаратури для калібрування. До того ж внаслідок великої кількості величин, що підлягають визначенню, калібрування не можна зробити з великою точністю. Тому значення C визначають шляхом вимірювання параметрів імпульсу, відбитого від плоскої мішені з відомим коефіцієнтом відбиття.

Амплітуда імпульсу, відбитого від площини мішені σ_e , встановленої на дистанції r_e , визначається за формулою

$$F_e = \frac{2C}{c \Delta t} G(r_e) r_e^{-2} \sigma_e \exp[-2\alpha r_e]. \quad (7.10)$$

Розміри мішені повинні перевищувати поперечні розміри пучка. Щоб виключити вплив похибки визначення функції $G(r)$, мішень встановлюють на відстані, де вона свідомо дорівнює одиниці. При відомій прозорості атмосфери можна знайти величину C :

$$C = \frac{F_e r_e^2 c \Delta t}{2\sigma_e} \exp[2\alpha r]. \quad (7.11)$$

Тривалість імпульсу Δt на рівні 0,5 і амплітуда вимірюються безпосередньо за зображенням імпульсу на екрані осцилографа. Для зменшення випадкових похибок і усереднення по випромінєній потужності необхідно мати близько двадцяти реалізацій відбитого імпульсу, причому щораз фіксувати значення енергії N_i . У процесі калібрування визначають середню нормовану сталу калібрування

$$C_0 = \frac{\bar{C}}{N_0}. \quad (7.12)$$

Нормування до середнього значення енергії дозволяє надалі врахувати можливі зміни сталої калібрування через нестабільність енергії імпульсу передавачів. Двохвильові лідарні системи характеризуються двома сталими калібрування. Описана процедура калібрування дає значення сталої лідара для режиму прийому без аналізу поляризації. При введенні елемента, що розділяє випромінювання на дві взаємно ортогональні поляризації, необхідно користуватися апаратними сталими, визначеними для кожного поляризаційного каналу окремо.

Похибка калібрування складається із похибок вимірювання: напівширини й амплітуди відбитого імпульсу, випромінюваної енергії, коефіцієнта відбиття екрана, а також оцінки прозорості траси зондування. Найбільш істотною є похибка вимірювання амплітуди, оскільки в оптичний тракт вводиться послаблення порядку 10^4 , що досягається комбінацією з 3–5 фільтрів. Пропускання кожного фільтра визначається з точністю близько 3 %. Тому сумарна похибка пропускання становить 10–15 %. Врахування інших похибок дає оцінку загальної похибки калібрування близько 25–30 %. Збільшення точності калібрування хоча і можливе, але не завжди здійснено у польових умовах. З іншого боку, для більшості задач немає необхідності визначати коефіцієнт зворотного розсіювання, тому можна використовувати ал-

горитми обробки, які не потребують введення апаратної сталої [35, 38].

7.4 Визначення функції нелінійності прийомного тракту

Фотодетектор і наступний за ним електронний тракт мають обмежені межі лінійності. Реакцію F приймача на світловий потік P можна записати у вигляді $F = K(F)P$, де $K(F)P$ є добутком чутливості на опір навантаження й коефіцієнт передачі електронного тракту. Причому є область значень $K(F)$, де $K(F) = k_2 k_3 R_H = const$ – область лінійності детектора й електронного тракту. В загальному функцію $K(F)$ можна представити як $K(F) = k_2 k_3 R_H \Phi(F)$. Величина $k_2 k_3 R_H$ входить у сталу калібрування. Завдання полягає в знаходженні функції нелінійності приймального тракту $\Phi(F)$, що зводиться до стандартних процедур зняття характеристик приймача і підсилювального тракту. Процедура оцінки функції $\Phi(F)$ за допомогою мішені й каліброваних фільтрів полягає в наступному. В умовах чистої і стабільної атмосфери вимірюється амплітуда імпульсу, отриманого від мішені, встановленої на дистанції близько 500 м. Амплітуда вимірюється при різних комбінаціях нейтральних фільтрів, починаючи з дуже щільних, коли потік малий, і лінійність зберігається, і закінчуючи такими, при яких прийомний тракт наближається до насичення. При кожному вимірюванні фіксують значення енергії імпульсу. Амплітуда відбитого імпульсу множиться на відношення значення енергії імпульсу при заданому вимірюванні до його значення під час роботи з найбільш щільною комбінацією фільтрів. Це дозволяє ввести постійне сильне послаблення, яке комбінується відносно слабкими світлофільтрами з відомим пропусканням. Знаходження функції $\Phi(F)$ полягає в інтерполяції лінійної залежності з області малих F в область більших значень F (від більших значень послаблення до менших). При цьому за одиничний береться потік, що потрапляє на приймач при найбільш щільній комбінації фільтрів. Потім функцію $\Phi(F)$ знаходять як відношення реальної амплітуди імпульсу до лінійно інтерпольованої:

$$\Phi(F) = F_{\text{реал}} / F_{\text{инт}} .$$

Надалі ця функція використовується для лінеаризації сигналу.

8 МАТЕМАТИЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ІНДИКАТРИС РОЗСІЮВАННЯ ПОЛІДИСПЕРСНИХ АЕРОЗОЛЬНИХ СЕРЕДОВИЩ

8.1 Аналіз рівняння лазерного зондування атмосфери з допомогою лідара

Для успішного використання лазерних систем зондування і контролю газових складових атмосферного середовища необхідні кількісні дані про характер розповсюдження лазерного випромінювання в атмосферному середовищі. Розповсюдження лазерного випромінювання в атмосфері супроводжується певним набором явищ лінійної і нелінійної взаємодії, жодне з яких не виявляється окремо. Енергетичне затухання електромагнітних хвиль в атмосфері обумовлене, головним чином, явищами його поглинання та розсіювання молекулами газів і різноманітними аерозольними частками.

Останніми роками досягнутий значний прогрес у розвитку чисельних методів розв'язання рівняння переносу випромінювання, найбільш розповсюдженим з яких є метод Монте-Карло та ін. Проте при розв'язанні великої кількості прикладних завдань перевага віддається наближеним методам [45–50]. Розв'язання рівняння переносу випромінювання в атмосфері вимагає врахування оптичних властивостей розсіювального атмосферного середовища, які задаються сукупністю оптичних або мікрофізичних параметрів аерозольних утворень. Для мікрофізичних параметрів важливими є відомості про форму, концентрацію, розподіл часток за розмірами і комплексний показник заломлення речовини часток відносно повітря. Оптична модель аерозольної атмосфери вважається відомою, якщо встановлені зв'язки між видом матриці розсіювання і параметрами, що характеризують метеорологічний стан атмосфери.

8.2 Лідарне рівняння для однократного розсіювання

У випадку імпульсної лідарної системи, що працює в моностатичному режимі, зростання потужності сигналу $\Delta P(\lambda, R)$, реєстроване фотоприймачем у діапазоні довжин хвиль $(\lambda, \lambda + \Delta\lambda)$, від елемента простору, розташованого в інтервалі $(R, R + \Delta R)$ визначається як

$$\Delta P(\lambda, R) = \int J(\lambda, R, \vec{r}) \Delta\lambda \Delta R p(\lambda, R, \vec{r}) dA(R, \vec{r}), \quad (8.1)$$

де $J(\lambda, R, \vec{r})$ – індукована лазером спектральна щільність енергетичної яскравості на довжині хвилі λ елемента площі об'єкту, положення

якого визначається радіус-вектором \vec{r} в шарі одиничної товщини, розташованому на відстані R від лідара; $dA(R, \vec{r})$ – елемент площі об'єкта в положенні \vec{r} на відстані R від лідара; $p(\lambda, R, \vec{r})$ – ймовірність потрапляння випромінювання з довжиною хвилі λ , що виходить з елемента площі $dA(R, \vec{r})$, на фотоприймач [15, 48–51].

На цю ймовірність впливають багато факторів: геометричні особливості лазерного зондування атмосфери, впливні послаблюючі фактори атмосфери, оптико-спектральні характеристики приймального пристрою тощо. Більшість із цих впливових факторів можна виділити, записавши рівняння

$$p(\lambda, R, \vec{r}) = (A_0 / R^2) T(\lambda, R) \xi(\lambda) \xi(R, \vec{r}), \quad (8.2)$$

де A_0 / R^2 – тілесний кут, у якому здійснюється прийом сигналів оптичною схемою (A_0 – площа лінзи або дзеркала приймального телескопа); $T(\lambda, R)$ – коефіцієнт пропускання атмосфери на довжині хвилі λ на шляху R ; $\xi(\lambda)$ – коефіцієнт спектрального пропускання приймальної оптичної схеми, який враховує селективний вплив за спектром пропускання елементів схеми; $\xi(R, \vec{r})$ – ймовірність того, що випромінювання елемента площі поверхні об'єкта, положення якого визначається радіус-вектором \vec{r} і відстанню до об'єкта R , досягне фотоприймача.

Можна припустити, що $\xi(R, \vec{r})$ є коефіцієнтом перекриття, який залежить тільки від перекривання області, освітлюваної лазерним променем на поверхні об'єкта дослідження, полем зору фотоприймача. Цей коефіцієнт має суттєве значення й може досить сильно залежати від конструкції приймальної оптичної схеми, його часто називають геометричним фактором.

На спектральну щільність енергетичної яскравості об'єкта $J(\lambda, R, \vec{r})$ у значній мірі впливає характер взаємодії лазерного випромінювання й середовища об'єкта. У випадку пружного розсіювання можна записати таке рівняння лазерного зондування:

$$J(\lambda, R, \vec{r}) = \beta(\lambda_L, \lambda, R, \vec{r}) I(R, \vec{r}), \quad (8.3)$$

де $I(R, \vec{r})$ – поверхнева щільність потоку випромінювання на відстані R в області \vec{r} , а

$$\beta(\lambda_L, \lambda, R, \vec{r}) = \sum_i N_i(R, \vec{r}) \left\{ \frac{d\sigma(\lambda_L)}{d\Omega} \right\}_i^s L_i(\lambda) \quad (8.4)$$

– об'ємний коефіцієнт зворотного розсіювання, де $N_i(R, \vec{r})$ – концентрація центрів розсіювання типу i ; $\left\{ \frac{d\sigma(\lambda_L)}{d\Omega} \right\}_i^s$ – диференціальний перетин розсіювання при освітленні лазерним випромінюванням з довжиною хвилі λ_L ; $L_i(\lambda)$ – частина розсіяного випромінювання, що потрапляє в інтервал довжин хвиль $(\lambda, \lambda + \Delta\lambda)$.

Загальну потужність сигналу, прийняту фотоприймачем у момент $t = 2R/c$, що відповідає часу, необхідному для того, щоб лазерний імпульс пройшов із швидкістю світла шлях R і зворотне випромінювання досягло лідара, можна визначити як

$$P(\lambda, t) = \int_0^{R=ct/2} dR \int_{\Delta\lambda_0} d\lambda \int J(\lambda, R, \vec{r}) p(\lambda, R, \vec{r}) dA(R, \vec{r}). \quad (8.5)$$

Інтегрування у формулі (8.5) необхідно здійснити у зв'язку з тим, що випромінювання, яке досягає фотоприймача в момент t , приходить не тільки із відстані $ct/2$, але й з будь-якої іншої точки уздовж траєкторії лазерного імпульсу, де виникає розсіювання. Межі інтегрування по довжині хвилі збігаються із спектральним інтервалом $\Delta\lambda_0$, центром якого є довжина хвилі λ , фотоприймача лідарної установки. З урахуванням рівнянь (8.2) і (8.3) можна записати такий вираз:

$$P(\lambda, t) = A_0 \int_0^{R=ct/2} \frac{dR}{R^2} \int_{\Delta\lambda_0} \xi(\lambda) d\lambda \int \beta(\lambda_L, \lambda, R, \vec{r}) T(\lambda, R) \xi(R, \vec{r}) I(R, \vec{r}) dA(R, \vec{r}). \quad (8.6)$$

Для світлорозсіювального середовища ширина спостережуваного спектрального інтервалу випромінювання, як і лазерного випромінювання, є досить вузькою. Якщо припустити, що ширина спектральних інтервалів цих обох випромінювань є меншою ширини $\Delta\lambda_0$ фотоприймального пристрою, то $L_i(\lambda)$ і β можна розглядати як дельта-функції. Якщо також припустити, що в області перекривання поля зору фотоприймача й площі, освітлюваної лазерним променем, досліджуване середовище буде однорідним, то можна записати таке рівняння:

$$P(\lambda, t) = A_0 \xi(\lambda) \int_0^{R=ct/2} \beta(\lambda_L, \lambda, R) T(\lambda, R) \frac{dR}{R^2} \int \xi(R, \vec{r}) I(R, \vec{r}) dA(R, \vec{r}). \quad (8.7)$$

У цій формулі, як вище вказувалось, ймовірність $\xi(R, \vec{r})$ можна вважати такою, що дорівнює одиниці в області, де поле зору фотоприймача лідара збігається із площею, освітлюваною лазерним проме-

нем, і $\xi(R, \vec{r}) = 0$ для будь-якої іншої області. Припустимо також, що поперечний розподіл потужності в лазерному імпульсі на відстані R та площі $A_L(R)$ є однорідним. У цьому випадку:

$$\int \xi(R, \vec{r}) I(R, \vec{r}) dA(R, \vec{r}) = \xi(R) I(R) A_L(R) \quad (8.8)$$

і

$$P(\lambda, t) = A_0 \xi(\lambda) \int_0^{R=ct/2} \beta(\lambda_L, \lambda, R) T(\lambda, R) \xi(R) I(R) A_L(R) \frac{dR}{R^2}. \quad (8.9)$$

8.3 Трансформація лазерного випромінювання в атмосфері

Для спрощення представлення трансформації випромінювання в атмосферному середовищі зробимо заміну форми лазерного імпульсу, інтенсивність якого змінюється в часі, на прямокутну із тривалістю τ_L . Тоді межі інтегрування в рівнянні (8.9) складатимуть від $c(t - \tau_L)/2$ до $ct/2$.

Враховуючи, що шлях променя в середовищі, зазвичай, значно перевищує довжину лазерного імпульсу $c\tau_L$, то для невеликих відстаней, на яких ведеться інтегрування, параметри, які залежні від відстані, можна вважати сталими. Тоді повністю розсіяну потужність лазера, що реєструється фотоприймачем за час $t = 2R/c$, можна виразити як

$$P(\lambda, t) = A_0 \xi(\lambda) \beta(\lambda_L, \lambda, R) T(\lambda, R) \xi(R) I(R) A_L(R) \frac{c\tau_L}{2R^2}. \quad (8.10)$$

Якщо ж бути більш точним, то останній коефіцієнт повинен мати вигляд $(c\tau_L/2)/[R(R - c\tau_L/2)]$, але при $R \gg (R - c\tau_L/2)$ вираз спрощується.

При виведенні цього рівняння можна припустити, що умова $\tau_d \ll 2R/c$, де (τ_d - час інтегрування фотоприймача), і ефективний просторовий розподіл такої системи обмежується величиною відстані $c(\tau_d + \tau_L)/2$.

Для прямокутного лазерного імпульсу тривалістю τ_L справедливе співвідношення

$$I(R) = \frac{P_L T(\lambda_L, R)}{A_L(R)}, \quad (8.11)$$

де P_L – максимальна потужність лазера, яка в загальному випадку дорівнює

$$P_L = E_L / \tau_L, \quad (8.12)$$

$T(\lambda_L, R)$ – коефіцієнт пропускання атмосфери на довжині хвилі лазера на шляху R .

Відповідно до закону Бугера–Ламберта–Бера впливає, що коефіцієнти пропускання дорівнюють:

$$T(\lambda_L, R) = \exp\left[-\int_0^R k(\lambda_L, R)dR\right]; \quad T(\lambda, R) = \exp\left[-\int_0^R k(\lambda, R)dR\right], \quad (8.13)$$

де $k(\lambda_L, R)$ і $k(\lambda, R)$ – коефіцієнти послаблення в атмосфері для лазерної довжини хвилі та хвилі, що детектується. На практиці вимірюється енергія на довжині хвилі λ , зареєстрованої детектором за час τ_d , що дорівнює часу інтегрування фотоприймача, або

$$E(\lambda, R) = \int_{2R/c}^{2R/c+\tau_d} P(\lambda, t)dt. \quad (8.14)$$

Об'єднавши рівняння (8.2)–(8.6), можна отримати вираз для енергії лазера, що розсіюється об'єктом і реєструється за час інтегрування детектора τ_d :

$$E(\lambda, R) = E_L \xi(\lambda) T(R) \xi(R) \frac{A_0}{R^2} \beta(\lambda_L, \lambda, R) \frac{c\tau_d}{2}, \quad (8.15)$$

який і є лідарним рівнянням при однократному розсіянні променя.

Для розсіяної об'єктом енергії, яка реєструється за час інтегрування сигналу фотоприймачем, рівняння (8.15) являє собою найбільш адекватну форму лідарного рівняння для розсіювання.

При виведенні цього рівняння неявним припущенням є умова $\tau_d \ll 2R/c$. Ефективний просторовий розподіл такої системи обмежується величиною відстані $c(\tau_d + \tau_L)/2$. Якщо центри одного типу домінують у розсіюванні і це розсіювання ізотропне, то лідарне рівняння набуде вигляду

$$E(\lambda, R) = E_L \xi(\lambda) T(R) \xi(R) \frac{A_0}{R^2} N(R) \frac{\sigma^s(\lambda_L, \lambda)}{4\pi} \frac{c\tau_d}{2}, \quad (8.16)$$

де $\sigma^s(\lambda_L, \lambda)$ – загальний поперечний переріз розсіювання на довжині хвилі λ для падаючого випромінювання з довжиною хвилі λ_L .

Рівняння (8.16) відповідає основній формі лідарного рівняння з одним типом центрів розсіювання.

9 ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ ІНДИКАТРИС РОЗСПЮВАННЯ ПОЛІДИСПЕРСНИХ АЕРОЗОЛЬНИХ СЕРЕДОВИЩ ДЛЯ ЕКОЛОГІЧНОГО МОНІТОРИНГУ

Сьогодні на основі застосування лазерів у хімічному аналізі розроблена велика кількість аналітичних методів. Однак, всі вони мають локальний характер, а при використанні локальних методів, що базуються на відборі проб повітря в певних точках атмосферного середовища, виникає багато труднощів, пов'язаних з необхідністю забезпечення мережі постів одночасним відбором проб на різних висотах. При цьому отримані результати вимірів потребують тривалої і трудомісткої обробки в лабораторних умовах. На відміну від локальних аналітичних методів дистанційний лазерний контроль можна охарактеризувати як кількісний і якісний аналіз хімічних або фізичних параметрів атмосферного середовища, коли контролювальний прилад і досліджуваний об'єм просторово розділені.

9.1 Характеристика приземного шару атмосфери

Атмосфера Землі являє собою суміш взаємодіючих один з одним компонентів, серед яких можна виділити чотири окремі частини: сухе незасмічене повітря; оптично активні малі газові домішки; водяна пара; атмосферний аерозоль. Вертикальна структура атмосфери характеризується пошаровим розподілом: тропо-, страто-, мезо-, термо- і екзосфера. Повітря в тропосфері має добре турбулентне перемішування і перебуває в стані, близькому до рівноваги. Крім того, під дією дощових опадів відбувається вимивання різних компонентів, що потрапляють у повітря. Час перебування домішок у повітрі тропосфери може бути від кількох годин до декількох днів. Час перебування малих домішок у стратосфері коливається від декількох тижнів до декількох років, оскільки повітря в стратосфері досить стійке і його перемішування в ній майже не відбувається. Крім того, у стратосфері високий рівень УФ випромінювання, що забезпечує протікання фотохімічних реакцій. Чисте сухе повітря на 99 % складається з азоту й кисню, а вміст малих газових складових піддається постійним просторово-часовим змінам.

Аерозолі знижують прозорість атмосфери і є центрами протікання хімічних реакцій. Виступаючи в ролі ядер конденсації, вони змінюють кількість опадів. Аерозолі становлять небезпеку для людини, потрапляючи всередину організму через дихальні шляхи. Природними джерелами аерозолів і часток є морські бризи, вивітрювання ґрунту, квіт-

ковий пилок, лісові пожежі, вулкани й ін. Людина збільшує кількість аерозолів в процесі своєї антропогенної діяльності шляхом спалювання палива, будівництва, обробки ґрунту тощо.

Хімічний склад тропосфери постійно змінюється через потрапляння в неї твердих частинок золи, сажі, сульфатів, нітратів, важких металів, а також рідких і пароподібних частинок кислот та їх розчинених солей. Присутні також тверді частинки з рідкою оболонкою. Форма частинок коливається від дуже неправильної, наприклад, у золи, до сферичної – у рідин у вигляді крапель. Різноманітний і розмір частинок аерозолію. Однак в умовах стійкого стану атмосферного середовища радіус частинок лежить переважно в межах 0,01...20 мкм, що обумовлено природними процесами, наприклад, дрібні частинки прагнуть коагулювати, а більші – гравітаційно осаджуються. Концентрація частинок аерозолів змінюється в широких межах і залежить від метеорологічних умов.

До складу стратосфери входять азот, кисень, аргон і вуглекислий газ, які досить добре перемішані до висоти 100 км. Вміст водяної пари, газових складових, аерозолів у стратосфері піддається просторово-тимчасовим варіаціям. Аерозолі являють собою в основному сульфати – продукти окислення SO_2 і H_2S . При виверженнях вулканів у стратосфері спостерігається різке збільшення кількості аерозолів. Крім сполук сірки, у стратосферу надходять сполуки азоту (NO і NO_2), азотної кислоти, метан, озон та ін. Вміст водяної пари в атмосфері може змінюватись від 0 до 4 % по об'єму. Пара може міняти свій агрегатний стан, перетворюючись у воду або кристали льоду, або знову випаровуватися. Ці процеси значною мірою визначають оптико-метеорологічний стан атмосфери як у видимому, так і в ІЧ-діапазоні.

В атмосфері завжди у вигляді суспензії або гідрометеорів присутній аерозоль, що інтенсивно розсіює й поглинає оптичне випромінювання. Гігроскопічні активні малі часточки аерозолію є центрами процесів конденсації і сублімації водяної пари. Вони сприяють утворенню туманів і хмар. Аерозоль і речовини, що входять до його складу, відіграють вирішальну роль у просторово-тимчасових трансформаціях прозорості атмосфери.

Хоча атмосфера складається з атомів, молекул і аерозольних частинок, будучи при цьому дискретним середовищем, однак при її математичному описі зручно використовувати гіпотезу однорідності атмосферного середовища. Це дозволяє ввести до розгляду низку вимірюваних на практиці макроскопічних величин: густину, тиск, температуру, показник заломлення, коефіцієнти поглинання, розсіювання і т. п.

9.2 Фізичні параметри атмосфери

При усередненні параметрів атмосфери об'єм усереднення вибирається із розміром L , що значно більше характерного масштабу досліджуваного явища: $L = \frac{b}{\text{grad}b}$, де b – досліджувана величина. Такий вибір об'єму усереднення виключає флуктуації обумовлених величин за рахунок теплового руху молекул повітря. Процес осадження в атмосфері врівноважується молекулярною дифузією [35–39]. При рівновазі за законом Дальтона парціальні тиски компонентів суміші не залежать один від одного:

$$dP_i = -g\rho_i dh, \quad (9.1)$$

де P_i – тиск i -го компонента повітря; ρ_i – густина i -го компонента повітря; g – прискорення вільного падіння; h – висота.

Повний тиск повітря $P = \sum P_i$. Отже,

$$dP = -g\rho dh. \quad (9.2)$$

При цьому рівняння стану атмосфери може бути записане у вигляді

$$P_i = \frac{\rho_i R^* T}{M_i}, \quad (9.3)$$

де T – температура; R^* – універсальна газова стала; M_i – молярна маса i -го компонента.

Середнє значення тиску визначається з рівняння

$$P = \frac{\rho R^* T}{M}. \quad (9.4)$$

Якщо використати питому газову сталу $R = \frac{R^*}{M}$, то

$$P = R\rho T. \quad (9.5)$$

Для вологого повітря рівняння стану записується у вигляді

$$P = R\rho T_v, \quad (9.6)$$

де $T_v = T(1 + 0,608q)$ – віртуальна температура; q – питома вологість повітря.

9.3 Характеристика систем лідарного контролю атмосфери

При створенні лідарних систем контролю атмосфери може бути використаний метод резонансного розсіювання, що базується на ефектах резонансної взаємодії, при якій частота падаючого на атомні або молекулярні частинки випромінювання дорівнює, або близька, одній із частот їх власних електронних переходів. Резонансне розсіювання може спостерігатися і на коливальних частотах молекул в ІЧ-області спектра. При цьому існують труднощі інтерпретації результатів вимірювань через перекриття окремих спектральних смуг, які часто мають більшу ширину. Використовуючи ефекти, що супроводжують резонансне розсіювання, можна визначати концентрацію й температуру розсіювальних компонентів атмосфери. При визначенні за цим методом характеристик атмосфери застосовують апаратуру, що має оптимальні параметри, та враховують передбачувані ефекти, які виникають при поширенні лазерного випромінювання. При цьому необхідно знати поперечний переріз досліджуваних резонансних реакцій σ_p^2 . Для визначення поперечних перерізів резонансного розсіювання з достатньою точністю можна скористатися виразом

$$\sigma_p^2 = \frac{e^2 f}{4\Delta\nu \epsilon_0 m_e c}, \quad (9.7)$$

де ϵ_0 – діелектрична стала; e і m_e – заряд і маса електрона; f – сила осцилятора; ν – спектральна ширина резонансної лінії за умови $\Delta\nu > \Delta\nu_n$; при $\Delta\nu_n > \Delta\nu$ у (9.7) $\Delta\nu$ необхідно замінити на лазерну $\Delta\nu_n$.

Спектральна ширина резонансної лінії для верхньої стратосфери і мезосфери буде визначатися доплерівським розширенням. Ефективний поперечний переріз резонансного розсіювання для доплерівського розширення записується у вигляді

$$\sigma_D^0 = 7,5 \times 10^{-3} \frac{f \lambda_0 M^{\frac{1}{2}}}{(2RT)^{\frac{1}{2}}}, \quad (9.8)$$

де R – газова стала; M – молярна маса.

Оскільки енергетичні стани частинок аерозолі квантовані, то в спектрі розсіяного випромінювання, крім частоти падаючого випромінювання, з'являються додаткові складові. Зокрема, спостерігаються дві системи ліній, що симетрично лежать по обидві сторони від частоти збуджуючого випромінювання (стоксові і антистоксові компоненти). Обертання і коливання молекул при розсіюванні призводить до

обертальної структури коливальних ліній спонтанного комбінаційного розсіювання (СКР). Ефект СКР полягає в тому, що при розсіюванні випромінювання відбувається поглинання або віддача частини енергії падаючого випромінювання. Оскільки комбінаційний зсув частоти зондуючого випромінювання є характеристикою молекул певного типу, то спектри комбінаційного розсіювання атмосферних газів є основою високочутливого методу визначення їхнього складу. Для малих відстаней контролю похибка визначення концентрації, обумовлена зміною прозорості атмосфери на довжинах хвиль випромінювання лазера і спонтанним комбінаційним розсіюванням, є незначною. При збільшенні траси зондування й погіршенні прозорості атмосфери похибка зростає, і її необхідно враховувати. Загальна функціональна схема лідарної системи контролю показана на рис. 9.1.

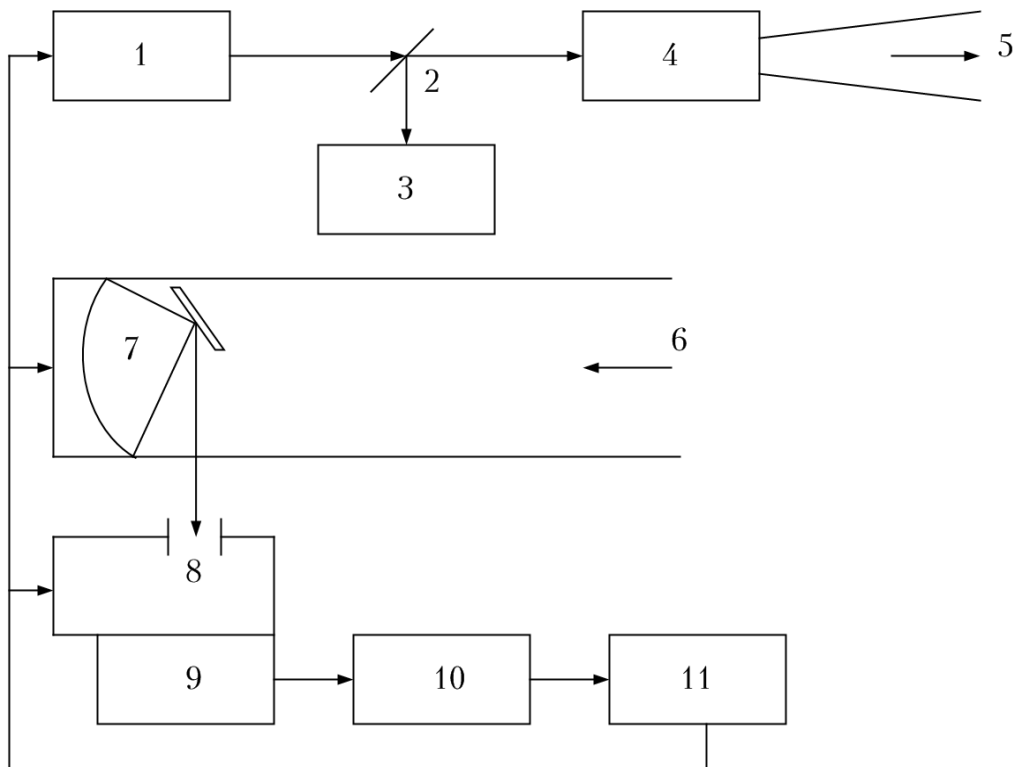


Рисунок 9.1 – Загальна функціональна схема лідарної системи контролю:
 1 – лазер; 2 – дільник пучка променів; 3 – блок контролю лазерного випромінювання; 4 – передавальна антена (телескоп); 5 – зондувальний лазерний промінь;
 6 – випромінювання, розсіяне назад атмосферою; 7 – прийомна антена (телескоп);
 8 – аналізатор спектра або поляризації; 9 – блок детекторів; 10 – комп'ютер із програмним забезпеченням; 11 – система управління і позиціонування лідара

Всі основні енергетичні, просторово-часові, спектральні і поляризаційні характеристики лазерного випромінювання реалізуються в самому лазері і контролюються на виході за допомогою блоку контролю

лю. Найчастіше такий блок використовується для вимірювання опорного сигналу й вироблення сигналу запуску реєструвальної апаратури, яка контролює довжину хвилі лазерного випромінювання. Поширюючись в атмосфері, лазерний промінь частково поглинається і розсіюється. Частина розсіяного назад випромінювання потрапляє на прийомну антену (телескоп), з неї – на фотодетектор (фотоелектронний помножувач (ФЕП)), який перетворює світловий потік у пропорційний електричний сигнал. Відстань до будь-якого досліджуваного об'єму на трасі контролю визначається за часом, протягом якого світлова хвиля проходить відстань до об'єкта контролю і назад. Інтенсивність прийнятого сигналу залежить від розсіювальних властивостей досліджуваного об'єму, параметрів атмосфери і від характеристик траси зондування атмосфери на шляху від лідара до контрольованого об'єму.

Функціональний зв'язок між параметрами лідара встановлюється рівнянням лазерного зондування:

$$P(r) = \eta P_0 A \frac{c\tau}{2} r^{-2} \beta_{\pi}(r') \exp\left[-2 \int_0^r \alpha(r') dr'\right], \quad (9.9)$$

де $P(r)$ – потужність ехосигналу; P_0 – потужність зондувального імпульсу; A – площа прийомної антени лідара; r – відстань від лідара до зондувального об'єму атмосфери; c – швидкість світла; τ – тривалість імпульсу; $\beta_{\pi}(r')$ – переріз взаємодії випромінювання у зворотньому напрямку; $\exp\left[-2 \int_0^r \alpha(r') dr'\right]$ – характеристика прозорості атмосфери між лідаром і досліджуваним об'ємом; $\alpha(r')$ – об'ємний коефіцієнт послаблення випромінювання; η – калібрована стала.

Вираз (9.9) записано для однієї довжини хвилі, тому знак λ пропущений.

9.4 Застосування лідарних систем екологічного моніторингу атмосфери

Аерозолі впливають на тепловий і радіаційний режим атмосфери. У містах аерозолі антропогенного походження знижують сонячну радіацію на 10–20 %. Середній коефіцієнт прозорості в містах на 2–5 % менше, ніж у сільській місцевості. Для аерозолів властиво поглинання радіації в діапазоні 8–12 мкм, що призводить в містах до зменшення вночі ефективного випромінювання підстилаючої поверхні. Внаслідок цього відбувається збільшення температури приземного шару, ослаблення приземної і утворення піднятої над аерозольним шаром температурної інверсії.

Визначення концентрації та спектра частинок аерозолів за розмірами необхідне для контролю процесів: зміни аерозолів при їх розповсюдженні від локальних джерел забруднень; конденсації вологи на аерозолях та утворення твердих аерозолів в результаті хімічних реакцій між газовими складовими. Атмосферні процеси сприяють утворенню в міському смогу твердих часток нітратів та сульфатів. Паралельно з визначенням мікроструктури аерозолів методом резонансної флуоресценції можна досліджувати їх хімічний склад.

За деяких метеоумов аерозолі антропогенного походження можуть інтенсифікувати опади або призводити до перерозподілу аерозольних частинок у хмарах. Вплив хмарності на приземну концентрацію газових забруднень проявляється перш за все поглинанням домішок водяними краплями. В результаті виникає необхідність визначення структури нижньої межі водності і фазового стану хмар. Вимірювання цих параметрів при спільному вивченні характеристик газових і аерозольних домішок дозволяє визначити особливості взаємодії хмарних мас над містом із забруднюючими речовинами антропогенного походження.

Відомо, що тумани в містах виникають частіше, ніж поза ними. Густі і тривалі тумани підвищують забрудненість повітря, тому що домішки, поглинаючись водяними краплями, при розчиненні утворюють нові, іноді більш токсичні речовини. Основними параметрами туманів, які можна аналізувати лідарно-локаційних методами, є: інтенсивність, просторовий розподіл, водність.

Стандартні параметри атмосфери вимірюються традиційними засобами. На фонових лідарних станціях завданнями спостереження є: накопичення статистичних даних про прозорість атмосфери в різних спектральних діапазонах, про інтенсивність і висоту появи аерозольних шарів в тропосфері і стратосфері з подальшим встановленням зв'язку просторово-часової мінливості мікроструктури аерозолію і термічного режиму атмосфери; визначення малих варіацій вуглекислого газу в атмосфері і зв'язку цих варіацій з термічним режимом атмосфери; визначення газового складу тропосфери і стратосфери для з'ясування дислокації газових антропогенних домішок в атмосфері Землі.

В залежності від специфіки завдання застосовуються лідарні системи, які володіють різним технічним потенціалом, стаціонарні і пересувні, що розташовуються на транспорті, на човнах, в літаках, на космічних апаратах [32–36]. Широкий діапазон зміни технічних параметрів лідарних систем дозволяє вирішувати такі завдання:

– контроль концентрації газів природного і антропогенного походження на рівні ГДК і нижче;

- контроль параметрів атмосфери поблизу локальних джерел забруднення (промислових об'єктів);
- контроль якості повітря в масштабах міста, району, регіональний і глобальний моніторинг атмосфери;
- дослідження оптичних характеристик атмосфери, що визначають радіаційний режим і клімат Землі;
- контроль концентрації, середнього розміру, форми, полідисперсності частинок аерозолію, показника заломлення (а в низці випадків і хімічного складу);
- вимірювання напрямку, величини і швидкості вітру, густини повітря, тиску, профілю температури, вологості на різних ділянках атмосферного простору. На рис. 9.2 показана схема використання лідарних систем у глобальному екологічному моніторингу.

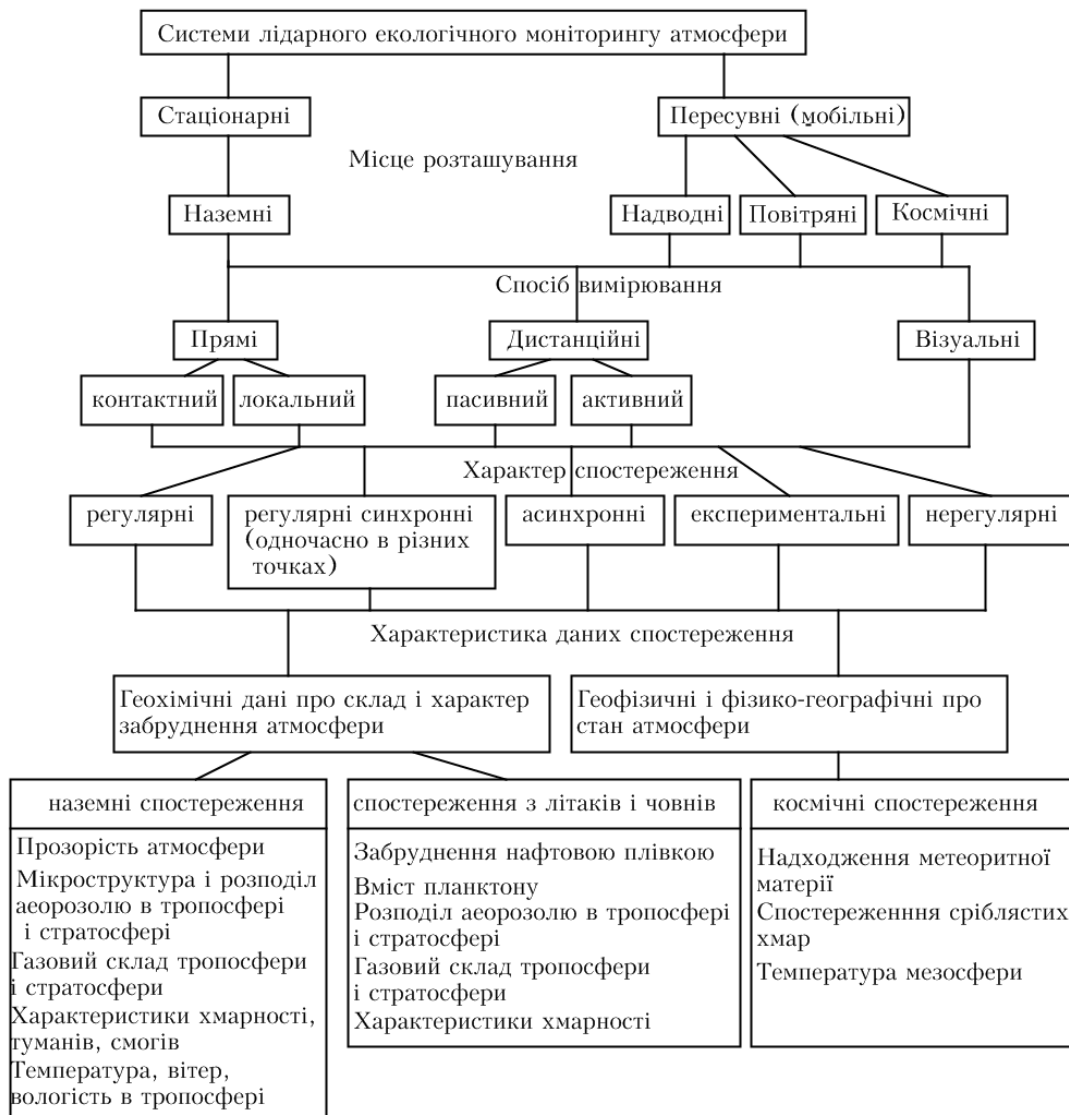


Рисунок 9.2 – Схема використання систем лідарного екологічного моніторингу атмосфери

При цьому лідарні системи володіють сукупністю таких властивостей, як: експресність (можливість безперервного контролю в режимі реального часу); висока інформативність (можливість одержання масиву даних, які дозволяють виявляти основні закономірності забруднення міста, промислового району, заповідника тощо); висока просторова (до декількох метрів) роздільна здатність вимірюваних параметрів; дальність порядку метеорологічної дальності видимості (до 2–30 км) по всьому об'єму контролю; неконтактність і скритність (інформацію про характер забруднення об'єму атмосферного повітря можна отримувати на великій відстані і без дозволу адміністрації виробництва).

Фізичною основою інформативності методів лідарного моніторингу є існуюча багатопараметрична залежність характеристик розсіяного випромінювання від властивостей атмосферного середовища.

9.5 Лідарні дослідження стандартних параметрів атмосфери

При поширенні лазерного випромінювання в атмосфері використовуються ефекти взаємодії електромагнітної хвилі з повітряним середовищем, які дозволяють зробити висновок про властивості атмосфери. До цих ефектів відносять: розсіювання на атмосферних аерозолях, релєївське розсіювання, спонтанне і комбінаційне розсіювання, резонансне розсіювання і поглинання, деполяризація, доплерівське розширення і зсув частоти випромінювання, флуктуації амплітуди й фази світлової хвилі. Використовуючи лазерні методи досліджень, можна одержати дані про всі найбільш важливі параметри атмосфери.

До стандартних метеорологічних параметрів атмосфери відносяться температура, тиск, швидкість і напрямок вітру та вологість атмосфери. Ці параметри традиційно вимірюються приладами, встановленими на радіозондах і метеорологічних ракетах.

Лазерні методи можуть використовуватися для дистанційного визначення стандартних параметрів атмосфери, вони забезпечують в режимі реального часу швидкість та високий просторовий розподіл досліджуваних параметрів. Однак цим методам властиві свої недоліки, пов'язані із сильним послабленням лазерного випромінювання в хмарах і туманах, що може бути перешкодою в отриманні з достатньою точністю стандартних метеорологічних параметрів атмосфери.

9.5.1 Вимірювання стандартних параметрів атмосфери

Практичні задачі метеорології, кліматології та екологічного моніторингу атмосфери у першу чергу потребують створення дистанційних засобів дослідження атмосфери. Метод лазерної локації одержав найбільше поширення. При локаційних вимірюваннях параметрів атмосфери турбулентні повітряні потоки в атмосфері призводять до ви-

падкової зміни температури, а отже, і показника заломлення, викликають флуктуації амплітуди і фази світлової хвилі. У деяких випадках це може спотворити інформацію, одержувану при дослідженні зворотно розсіяного лазерного сигналу. В табл. 9.1 наведені результати вимірювання стандартних параметрів атмосфери традиційними і лазерним методами.

Таблиця 9.1 – Основні результати вимірювання стандартних метеорологічних параметрів атмосфери [11, 50]

Параметр метод	Діапазон висот, км	Просторова роздільна здатність, км	Точність вимірювання лідаром	Точність вимірювання радіозондом (метеоракетою)
Густина атмосферного повітря				
Одночастотне зондування	30–100	0,1–2,0	1,5 % на 80 км ^a 10 % на 100 км	10–15%
Двочастотне зондування	0,2–15	0,1–1,0	~20%	–
Комбінаційне розсіювання	до 40	–	–	–
Температура повітря				
Розрахунок за профілем густини (одночастотне зондування)	50–80	2,0	–	5 °C на 50 км 10 °C на 80 км
За контуром лінії молекулярного розсіювання	до 6	0,1	Декілька °C	0,4–0,7 °C (σ) ^o 1,2–2,1 °C (2σ)
За резонансним розсіюванням	80–100	1,0	25 К	10–15 °C
Вологість повітря				
За зворотним розсіюванням	до 3	0,1	–	4–5 % (σ) ^B
Резонансне поглинання	0,3–4,0	0,2	–	11–15 % (2σ) 11–15 % (2σ)
Комбінаційне розсіювання	0,5–2,0	0,1–0,2	13 %	11–15 % (2σ)
	0,2–2,4	0,05	20 %	11–15 % (2σ)
	0,3–1,8	0,15	15 %	11–15 % (2σ)
Швидкість вітру				
За доплерівським зсувом частоти	до 5 км	0,1	0,03 м/с	0,7 м/с (σ) 2,0 м/с (2σ)

Примітки.

^a – Точність вимірювання сигналу зворотного розсіювання.

^o σ – середньоквадратична похибка вимірювання радіозонда. Діапазон величин σ і 2σ для висоти 1 і 5 км.

^B – У відсотках відносної вологості.

9.5.2 Характеристика точності визначення температури атмосфери

Для визначення температури атмосферного середовища найбільш доцільним є розрахунок температурного профілю за профілем густини, відновленим за даними лазерного зондування. Саме в такому напрямку й були зроблені перші спроби визначення температури стратосфери за даними одночастотного лазерного зондування [50, 54].

Використовуючи профіль густини атмосферного повітря, отриманого в результаті лідарного двохвильового зондування атмосфери, розглянемо, з якою точністю повинна бути виміряна густина повітря, щоб похибка розрахованої температури заданого об'єму (профілю) відповідала оптимальній точності метеорологічних спостережень.

Використовуючи рівняння стану і гідростатики та вважаючи, що стала земного тяжіння $g = const$, можна записати

$$T(H) = \frac{T_m \rho_m}{\rho(H)} + \frac{Mg}{\rho(H)R} \int_H^{H_m} \rho(H) dH, \quad (9.10)$$

де T_m й ρ_m – температура і густина на максимальній висоті H_m .

При цьому значення T_m визначається за даними стандартної атмосфери або радіозонду.

Середньоквадратична похибка температури визначається як

$$\overline{\delta T^2} = \left(\frac{\partial T}{\partial \rho} \right)^2 \overline{\delta \rho^2} + \left(\frac{\partial T}{\partial \rho_m} \right)^2 \overline{\delta \rho_m^2} + \left(\frac{\partial T}{\partial T_m} \right)^2 \overline{\delta T_m^2}. \quad (9.11)$$

Замінивши у формулі (1) інтеграл сумою і вважаючи, що закон зміни по висоті середнього значення густини повітря близький до експонентного, а середньоквадратична похибка вимірювання густини постійна по висоті, одержимо вираз для відносної похибки визначення температури при заданій похибці визначення густини:

$$\frac{\overline{\delta T^2}}{T^2} = \frac{\overline{\delta \rho^2}}{\rho^2} \left[2 \left(\frac{T_m \rho_m}{T \rho} \right)^2 + \left(1 - \frac{T_m \rho_m}{T \rho} \right)^2 \left(1 + \frac{Mg \Delta H}{2RT} \right) \right] + \frac{\overline{\delta T_m^2}}{T_m^2} \left(\frac{T_m \rho_m}{T \rho} \right)^2, \quad (9.12)$$

де ΔH – інтервал розбивки при обчисленні інтеграла у формулі (1).

Визначимо коефіцієнт похибки як відношення, що показує, у скільки разів відносна похибка вимірювання густини може перевищувати відносну похибку визначення температури:

$$K_{\text{похибки}} = \sqrt{\frac{\overline{\delta \rho^2}}{\rho^2} / \frac{\overline{\delta T^2}}{T^2}}. \quad (9.13)$$

Після нескладних перетворень одержимо:

$$K_{\text{похибки}} = \sqrt{\frac{1 - \left(\frac{T_m \rho_m}{T \rho}\right)^2 \left(\frac{\overline{\delta T_m^2}}{T_m^2} / \frac{\overline{\delta T^2}}{T^2}\right)}{2 \left(\frac{T_m \rho_m}{T \rho}\right)^2 + \left(1 - \frac{T_m \rho_m}{T \rho}\right)^2 \left(1 + \frac{Mg \Delta H}{2RT}\right)}}. \quad (9.14)$$

На рис. 9.3 показані розраховані за формулою (5) залежності $K_{\text{похибки}}$ від висоти при різних значеннях H_m . Температура T_m на висоті H_m задається для розрахунків із різною похибкою, що визначається

величиною параметра $P = \frac{\overline{\delta T_m}}{T_m} / \frac{\overline{\delta T}}{T} \cdot 100 \%$. Якщо задати значення

температури на висоті 50 км зі стандартною атмосферою, то для визначення профілю температури до висоти 30 км із точністю $\pm 0,5 \text{ }^\circ\text{C}$ (мінімальна точність вимірювання температури за допомогою радіозондів) по вимірній густині, необхідно вимірювати густину повітря із похибкою не більше 0,2 % [56].

9.5.3 Характеристика точності вимірювання густини атмосфери

Розглянемо вимірювання густини атмосфери із необхідною точністю за зворотно розсіяним лідарним сигналом. Використовуючи метод багатокутового зондування, можна виміряти послаблення лазерного променя в атмосфері, у припущенні горизонтальної однорідності атмосфери в зондувальному шарі. У цьому випадку коефіцієнт зворотного розсіювання визначається за формулою

$$\sigma_\pi(H) = \frac{N_1 H^2 \sec^2 \theta_1}{K} \left(\frac{N_1 \sec^2 \theta_1}{N_2 \sec^2 \theta_1} \right)^{\frac{\sec \theta_1}{\sec \theta_2 - \sec \theta_1}}, \quad (9.15)$$

де N_1 й N_2 – величини зворотно розсіяних сигналів при зондуванні під кутами θ_1 і θ_2 ; K – апаратна стала.

Причому всі вхідні величини вимірюються безпосередньо з експерименту. Знаючи σ_π , з тих же результатів вимірювання можна визначити і χ_π :

$$\chi_\pi = \frac{2(\sec \theta_2 - \sec \theta_1)}{\frac{d}{dH} \ln \frac{N_1}{N_2}} \sigma_\pi. \quad (9.16)$$

Можна припустити, що похибка коефіцієнта зворотного розсіювання цілком визначається тільки похибками при вимірюванні сигналів N_1 і N_2 , тому що величини H, K і θ можуть бути виміряні із високою точністю:

$$\overline{\left(\frac{\delta\sigma_\pi}{\sigma_\pi}\right)^2} = \overline{\left(\frac{\delta N_1}{N_1}\right)^2} \frac{\sec^2 \theta_2}{(\sec \theta_1 - \sec \theta_2)^2} + \overline{\left(\frac{\delta N_2}{N_2}\right)^2} \frac{\sec \theta_1}{(\sec \theta_1 - \sec \theta_2)^2}. \quad (9.17)$$

Коефіцієнт похибки буде дорівнювати

$$K_{\text{похибки}} = \frac{\overline{\delta\sigma_\pi}}{\sigma_\pi} \bigg/ \frac{\overline{\delta N}}{N}. \quad (9.18)$$

Він показує, у скільки разів відносна середньоквадратична похибка визначення коефіцієнта зворотного розсіювання перевершує відносну похибку вимірювання сигналу N , який повністю визначається кутами зондування θ_1 і θ_2 . На рис. 9.4 показано розраховану залежність коефіцієнта похибки від кута зондування ($L = H \tan \theta$). Зі збільшенням кута зондування коефіцієнт похибки зменшується і наближається до 2.

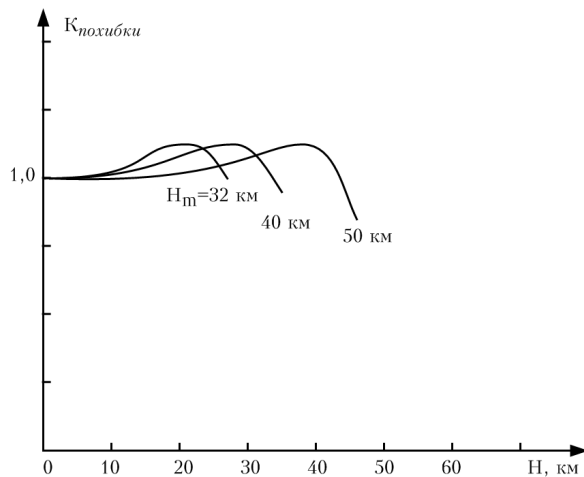


Рисунок 9.3 – Залежність $K_{\text{похибки}}$ від висоти

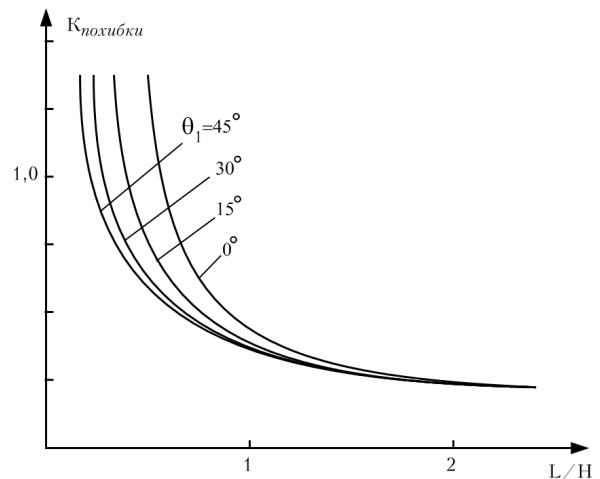


Рисунок 9.4 – Залежність $K_{\text{похибки}}$ від кута зондування

9.6 Визначення концентрації забруднення атмосфери

Високу чутливість виявлення концентрації газових складових атмосфери забезпечують методи, що базуються на поглинанні лазерного випромінювання при пропусканні через досліджуваний газовий об'єм. Для цього випромінювач і приймач розміщують по різні боки газового об'єму. Така система дистанційного контролю не завжди зручна, оскільки елементи лідарної системи розміщуються в різних точках простору. Для розв'язання цієї проблеми і створення однопозиційної системи при дистанційному зондуванні може бути використаний відбивач розташований у віддаленій точці.

Визначити потужність сигналу, прийнятого на трасі великої довжини, можна визначити за формулою

$$P_{off} = \frac{KP_0A}{R^2}; \quad (9.19)$$

$$P_{on} = \frac{KP_0 \exp \left[-\int_0^R N(r) \sigma dr \right]}{R^2}, \quad (9.20)$$

де P_{off} і P_{on} – відповідно, потужність сигналу, коли частота лазерного випромінювання перебуває поза частотою поглинання і коли збігається із цією частотою; P_0 – випромінювана потужність; A – площа антени; K – ефективність оптичної системи; R – довжина траси; $N(r)$ – густина поглинаючих молекул забруднення як функція відстані; σ – переріз поглинання.

Концентрація забруднюючих речовин визначається за допомогою такого виразу:

$$\int_0^R N(r) dr = \frac{1}{\sigma} \ln \frac{P_{off}}{P_{on}}. \quad (9.21)$$

Розглянутий метод дозволяє визначити інтегральну концентрацію забруднень атмосфери вздовж всієї траси контролю.

Отже, якщо відомий спектр випромінювання лазера з достатньою точністю, то поглинання його випромінювання атмосферними газами може бути заздалегідь кількісно визначене для будь-яких реальних умов в атмосфері.

9.7 Лідарний екологічний моніторинг атмосферного аерозолі

Розробка методів моніторингу і контролю оптичних, мікрофізичних і метеорологічних характеристик атмосфери має важливе значення для вивчення процесів і складу атмосфери. Застосування класичних методів контролю повітря має велику кількість принципових недоліків, таких як: трудомісткість (для кожної вимірюваної компоненти свій метод і прилад), тривалість обробки проби, мала кількість і недоступність (як правило, висотних) точок спостереження. Все це обмежує можливість здійснення моніторингу забруднення великих об'ємів атмосфери тільки класичними методами. А такий моніторинг необхідний у великих промислових центрах, містах, регіонах для розв'язання завдань метеорології, кліматології, трансграничного переносу забруднень, охорони навколишнього середовища тощо.

Тому, для забезпечення розв'язання задач екологічного моніторингу атмосфери, проведення експрес-аналізу локальних джерел забруднення найбільшу ефективність мають лідарно-локальні методи дослідження.

9.7.1 Лазерне зондування атмосферних аерозолів

Для лазерного імпульсу, який має більш загальну форму, можна записати таке рівняння:

$$I(R^*) = \frac{E_L T(\lambda_L, R^*)}{A_L(R^*)} F(t^*), \quad (9.22)$$

де $F(t^*)$ визначає тимчасове поведіння лазерного імпульсу в системі відліку, початком якої є його передній фронт.

Тоді очевидне таке відношення:

$$t^* = 2(R - R^*)/c, \quad (9.23)$$

де t^* відповідає часу, необхідному для проходження переднього фронту лазерного імпульсу від R^* до R і повернення розсіяного випромінювання у R^* .

Можна також прийняти, що

$$\int_0^{\infty} F(t^*) dt^* = 1. \quad (9.24)$$

За цих умов загальна потужність сигналу, що реєструється після закінчення часу t та відповідає дальності R , виводиться з рівняння (9.14):

$$P(\lambda, t) = E_L A_0 \xi(\lambda) \int_0^{R=ct/2} \beta(\lambda_L, \lambda, R^*) T(R^*) \xi(R^*) F(t^*) \frac{dR^*}{R^{*2}}. \quad (9.25)$$

Якщо припустити, що ефективна тривалість лазерного імпульсу невелика порівняно з довжиною шляху променя, то можна вважати коефіцієнт $[\beta(\lambda_L, \lambda, R^*) T(R^*) \xi(R^*)]/R^{*2}$ сталим на невеликому інтервалі відстані, для якого $\xi(R^*)$ – скінченна величина. Тоді рівняння (9.20) набуде вигляду

$$P(\lambda, t) \cong E_L \frac{A_0}{R^2} \xi(\lambda) \beta(\lambda_L, \lambda, R) T(R) \xi(R) \int_{t=0}^{t=2R/c} F(t^*) \frac{cdt^*}{2}. \quad (9.26)$$

Враховуючи, що верхня межа інтегрування відповідає часу, за який розсіяне випромінювання від переднього фронту лазерного імпульсу досягає приймального телескопу лідара, з рівняння (9.24) випливає, що

$$\int_{t=0}^{t=2R/c} F(t^*) dt^* = 1.$$

Отже, загальну розсіяну потужність лазера, що реєструється за час проходження переднім фронтом лазерного імпульсу відстані R , можна записати у вигляді

$$P(\lambda, t) = P_L \frac{A_0}{R^2} \xi(\lambda) \beta(\lambda_L, \lambda, R) \xi(R) \frac{c\tau_L}{2} \exp\left(-\int_0^R k(R) dR\right), \quad (9.27)$$

де $k(R) = k(\lambda_L, R) + k(\lambda, R)$ – двопрохідний коефіцієнт послаблення і $P_L = E_L / \tau_L$ – середня потужність лазерного імпульсу.

Для випадку пружного розсіювання (Мі або Релея) довжина хвилі спостереження збігається з довжиною хвилі лазера. При цьому можна записати таке рівняння:

$$P(\lambda_L, t) = P_L \frac{A_0}{R^2} \xi(\lambda_L) \beta(\lambda_L, R) \xi(R) \frac{c\tau_L}{2} \exp\left(-2\int_0^R k(\lambda_L, R) dR\right). \quad (9.28)$$

Рівняння (9.27) є лідарним рівнянням для розсіювання, а (9.28) відповідає випадку розсіювання Мі для лазерного зондування атмосферних аерозольних потоків.

Результати математичного моделювання розсіювання лазерного випромінювання в атмосфері при певних стандартних умовах показані на рис. 9.5 узгоджуються із тропосферною моделлю SRA-84 [10].

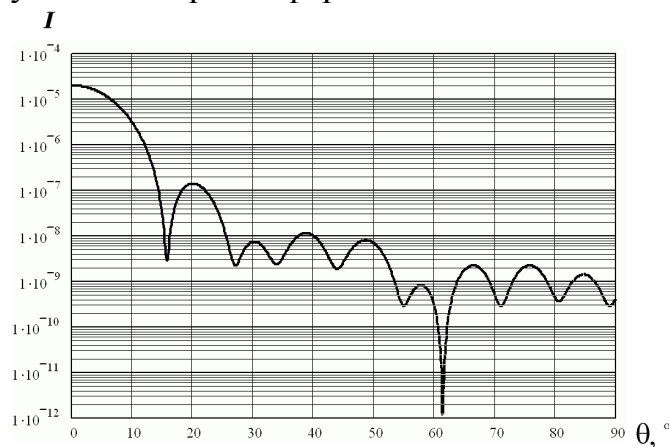


Рисунок 9.5 – Математична модель індикувальної розсіяної потужності лазерного випромінювання тропосферним аерозолем із середнім розміром 1 мкм

9.7.2 Прозорість атмосфери в чистих і забруднених районах

Для дослідження світлового режиму в атмосфері, процесів, що в ній протікають, корекції аерокосмічних знімків важливо знати прозорість середовища, що визначається показником послаблення ϵ . На підставі експериментальних досліджень розроблені оптичні моделі атмосфери для різних регіонів. Однак, в силу різних обставин, завжди можна очікувати для конкретного району відмінність його оптичних характеристик від модельних. Із цією метою за допомогою лідарних

систем вивчалися вертикальні профілі показника аерозольного послаблення ε_a і порівнювалися з модельними профілями, розробленими Міжнародною робочою групою з радіації [56].

Виміри здійснювалися в найменш забрудненому промисловими викидами районі – фоновій станції в Березинському заповіднику (район I) і в лісовому районі в 30 км від м. Мінськ (район II). У першому випадку аналізувався масив з 35 профілів показників послаблення, кожний з яких є результатом усереднення даних за декілька годин спостереження у вечірній, нічний і ранковий час. У другому випадку масив складався з 30 профілів, додатковим критерієм вибору, для яких був напрямок вітру убік міста. Одночасний контроль метеорологічних параметрів атмосфери і аерозольної компоненти дозволив зробити висновок, що відібраний масив даних був отриманий в умовах відсутності безпосереднього впливу індустріальних викидів на склад атмосфери. Розподіли середніх значень висотних профілів аерозольного показника послаблення на довжині хвилі 694 нм для двох зазначених вище районів наведені на рис. 9.6.

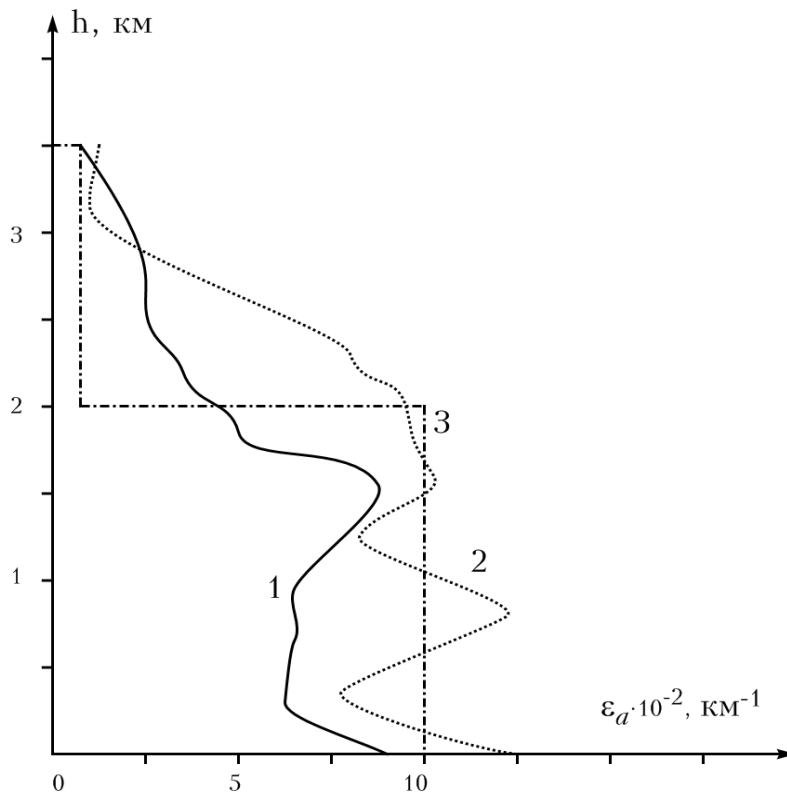


Рисунок 9.6 – Профілі середнього значення показника аерозольного послаблення при $\lambda = 694 \text{ нм}$ для районів I(1), II(2) і тропосферної моделі CONT 1(3)

У приземному шарі в низці випадків спостерігалось формування оптично більш густого атмосферного серпанку. Профілі $\varepsilon_a(h)$ для обох районів близькі за основними параметрами: оптична товщина 0,16 і 0,20; верхня границя шару, в якому значення показника послаб-

лення повільно змінюються, перебуває на висоті 1,6 і 2,0 км, відповідно. Зіставлення отриманих результатів з різними варіантами оптичних моделей показало, що механізми формування профілів аерозольних характеристик у шарі активного турбулентного обміну цілком пояснюють результати вимірів. Наведені вище кількісні характеристики аерозольного шару узгоджуються з варіантом CONT-1 тропосферної моделі SRA-84 (крива 3, рис. 9.6).

Зовсім інший характер спектральних і висотних залежностей показника аерозольного послаблення поблизу промислових районів. На рис. 9.7 а для висоти порядку 200 м представлені спектри показника аерозольного послаблення (що збігаються тут зі спектром показника розсіювання), отримані протягом декількох днів спостереження лідарним методом поблизу м. Солігорська.

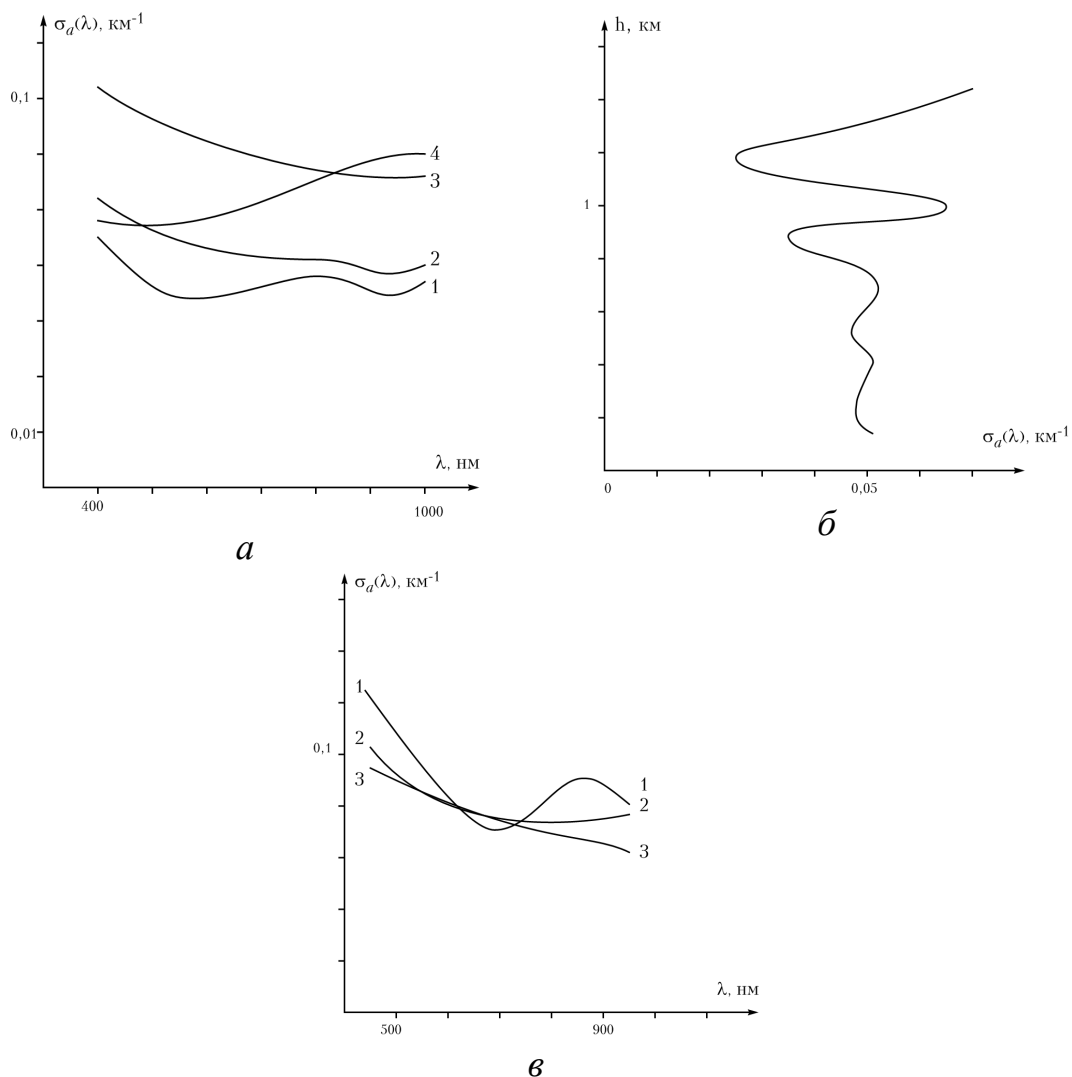


Рисунок 9.7 – Показник аерозольного послаблення у промисловому районі:
 а) спектри показника аерозольного послаблення у різні чотири (1-4) дні спостережень; б) вертикальний профіль показника аерозольного послаблення при $\lambda = 694 \text{ нм}$; в) спектри показника аерозольного послаблення на різній висоті, км:
 1 – 0,32; 2 – 0,68; 3 – 1,1

При цьому структура спектра щораз змінювалась, що свідчило про мінливість аерозольних часток, породжених у промисловій зоні міста у попередній період часу. Висотний профіль показника послаблення поблизу промислових зон також різко змінюється за часом і висотою. На рис. 9.7б показаний один з таких профілів на довжині хвилі $\lambda = 694$ нм. Спектри σ_a на трьох висотах (рис. 9.7в) відмінні один від одного.

9.7.3 Аналіз структури атмосферного аерозолю

Спектральні оптичні характеристики можна використовувати для оцінки структури аерозолю. Метод лінійних оцінок [35, 36] дозволяє при вимірюванні вертикальних профілів показників зворотного розсіювання $\beta_a(h, \lambda)$ на двох довжинах хвиль визначати: профілі об'ємної концентрації C_v , середнього перерізу C_s , середнього об'ємно-поверхневого радіуса r_{32} . На рис. 9.8 представлені усереднені дані по багатьох реалізаціях, шляхом проведення лідарного зондування на $\lambda = 1,06$ і $0,53$ мкм.

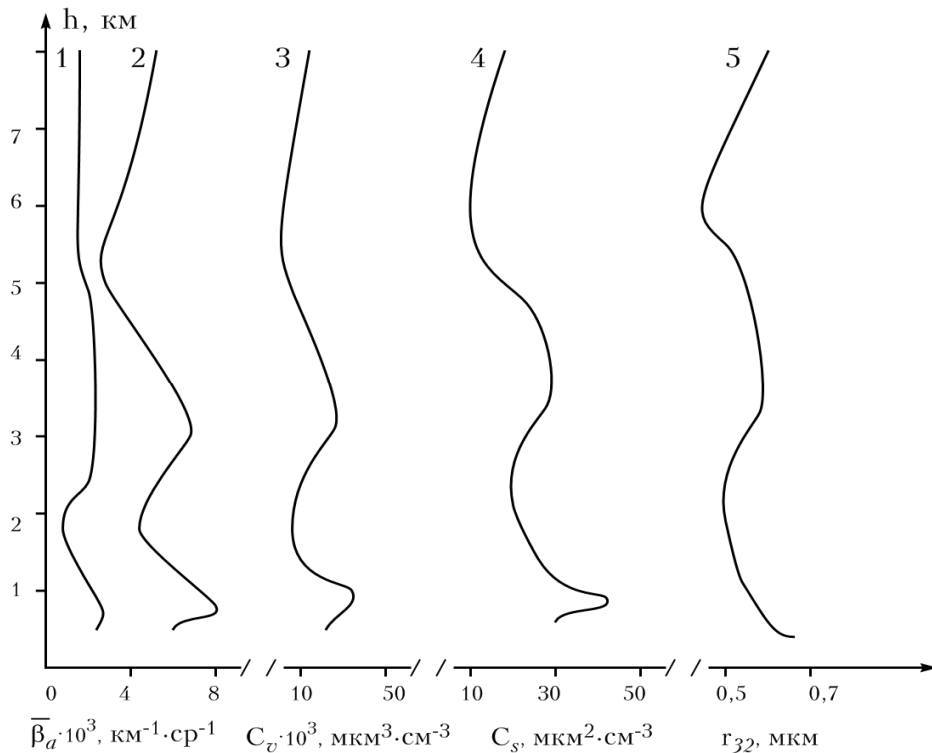


Рисунок 9.8 – Профілі оптичних і мікрофізичних параметрів аерозолю:
1 – $\lambda = 1,06$ мкм; 2 – $\lambda = 0,532$ мкм; 3 – C_v 4 – C_s ; 5 – r_{32}

При роботі на багатьох довжинах хвиль (порядку 6–7) можна відновити функцію розподілу часток по розмірах $\varphi(r, h)$, ґрунтуючись на розв'язанні інтегрального рівняння

$$\beta_a(h, \lambda) = \int k_\pi(r, m, \lambda) \pi r^2 \varphi(r, h) dr, \quad (9.29)$$

де $\beta_a(h, \lambda)$ – показник зворотного аерозольного розсіювання на висоті h для випромінювання з довжиною хвилі λ ; $k_\pi(r, m, \lambda)$ – фактор ефективності зворотного розсіювання сферичної частинки радіуса r з комплексним показником заломлення m .

Так, наприклад, на рис. 9.9 наведені розраховані $\varphi(r)$ на різній висоті. Результати аналізу показників $\beta_a(\lambda_i)$ свідчать про те, що багатохвильове зондування є ефективним засобом вивчення просторово-часової мінливості функцій розподілу частинок аерозолю за розмірами. Відновлені функції $\varphi(r)$ у кількісному і якісному вигляді добре узгоджуються із результатами прямих (контактних) мікрофізичних досліджень атмосферного аерозолю. Вимірювання сигналів зворотного розсіювання дозволяє визначати не тільки структуру, але й масову концентрацію аерозолю M за допомогою співвідношення

$$M = \mu(\lambda_i) \beta_a(\lambda_i), \quad (9.30)$$

де $\beta_a(\lambda_i)$ – показник зворотнього розсіювання на i -ій довжині хвилі; $\mu(\lambda_i)$ – коефіцієнт, визначений за результатами калібрування на основі відбору проб аерозолю.

Похибка оцінювання масової концентрації цим методом у короткострокових пробах не перевищує 5 %.

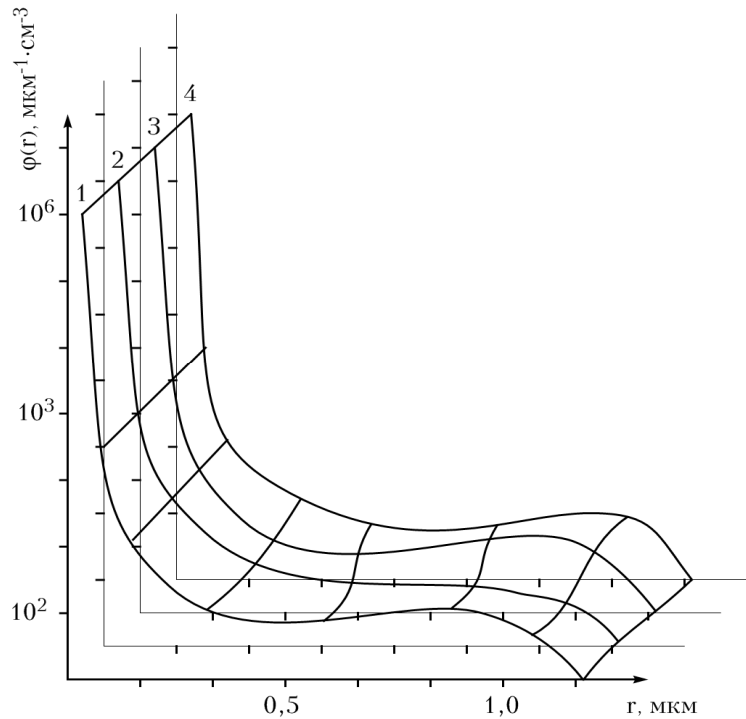


Рисунок 9.9 – Функції розподілу частинок за розмірами на різній висоті в період антициклону: 1 – 220 м; 2 – 230 м; 3 – 260 м; 4 – 300 м.

10 ОБРОБКА ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ РЕЗУЛЬТАТІВ ЛОКАЦІЇ З УРАХУВАННЯМ ЕФЕКТІВ РОЗСІЮВАННЯ

Одним з параметрів, за яким судять про міру забруднення атмосферного повітря промисловими викидами, є масова концентрація аерозолі, що визначається методом відбору проб на фільтри шляхом прокачування через них деякого об'єму повітря з наступним зважуванням. Цій методиці властиві усі недоліки контактних методів вимірювання, головні з яких – технічні складнощі забору проб на різних висотах (наприклад, при контролі інтенсивності димовиділення) і низька оперативність збору інформації.

Перший позитивний досвід використання лазерного локатора для дослідження аерозольних забруднень в індустріальному центрі здійснений співробітниками Інституту оптики атмосфери за програмою комплексного енергетичного експерименту. Надалі лідар застосовувався для розв'язання цілої низки практично важливих завдань, у тому числі для оцінки забрудненості повітря антропогенним пилом; дослідження інтенсивності димовиділення при локальних пожежах; вивчення впливу метеорологічних чинників на величину запиленості повітря в приземному шарі атмосфери.

10.1 Залежність коефіцієнта послаблення від масової концентрації аерозолі

При відомих параметрах мікроструктури аерозолі (функції розподілу часток за розмірами $f(a)$ і показнику заломлення m) зв'язок між масовою концентрацією гомогенного аерозолі M і коефіцієнтом розсіяння має вигляд

$$M = \mu \sigma, \quad (10.1)$$

де

$$\mu = \frac{2\lambda}{3\pi} \rho_a \frac{\int_0^{\infty} x^3 f(x) dx}{\int_0^{\infty} x^2 f(x) K(m, x) dx}. \quad (10.2)$$

Тут $x = 2\pi a / \lambda$ – параметр Мі [12]; $K(m, x)$ – чинник ефективності розсіяння на частці радіуса a ; ρ_a – щільність аерозольної речовини.

З (10.2) видно, що коефіцієнт пропорційності μ між M і σ залежить складним чином від виду функції розподілу часток по розмірах і

показника заломлення аерозольної речовини. Розглянемо два випадки, в яких ця залежність спрощується.

1. Виберемо довжину хвилі зондувального випромінювання таким чином, щоб максимальне значення параметра M_i для розглянутого ансамблю полідисперсного аерозолію відповідало діапазону λ , на якому фактор ефективності $K(m, x)$ досягає першого максимуму. У цій області значень x K допускає задовільну апроксимацію за допомогою лінійної функції

$$K(m, x) \cong \eta x. \quad (10.3)$$

Підставляючи (10.3) в (10.2), одержуємо:

$$\mu = \frac{2\lambda}{3\pi} \rho_a \eta^{-1}. \quad (10.4)$$

З (10.4) випливає, що коефіцієнт пропорційності не чутливий до варіацій спектра розмірів часток, якщо виконуються сформульовані вище припущення.

У табл. 10.1 наведені коефіцієнти M_i , отримані на основі точних розрахунків за теорією M_i для п'яти довжин хвиль і різних моделей водного серпанку. Розмірність μ [мг км/м³]. З табл. 10.1 видно, що для $\lambda = 0,7$ мкм помилка у виборі коефіцієнта μ , обумовлена невизначеністю типу серпанку, складе 25–30 % від середнього μ , узятото по трьох значеннях. Отже, довжині хвилі $\lambda = 0,7$ мкм відповідає діапазон розмірів часток, що вносить визначальний внесок як у сумарний об'єм аерозольної речовини, так і в коефіцієнт розсіювання для розглянутих моделей серпанку.

Таблиця 10.1 – Коефіцієнти M_i для різних моделей водного серпанку

Тип серпанку	λ , мкм				
	0,45	0,7	1,19	1,94	3,9
M	0,46	0,46	0,56	0,89	2,1
L	0,24	0,30	0,53	1,31	5,26
HI	0,16	0,32	1,09	4,51	23,8

2. Інший граничний випадок реалізується при більших значеннях параметра M_i . З (10.2) при $K(m, x) \cong 2$ випливає

$$\mu = \frac{\lambda}{3\pi} \rho_a \frac{\int_0^{\infty} x^3 f(x) dx}{\int_0^{\infty} x^2 f(x) dx}. \quad (10.5)$$

Задамо функцію $f(a)$ у вигляді модифікованого гамма-розподілу

$$f(a) A_0 a^a \exp[-ba^v], \quad (10.6)$$

де A_0 , λ , b , v – параметри, які можна визначити експериментально. З (10.5) з урахуванням (10.6) одержимо:

$$\mu = \frac{3}{2} \rho_a v^{1/v} a^{-1/v} \frac{\Gamma(a + 4/v)}{\Gamma(a + 3/v)} a_m. \quad (10.7)$$

де a_m – модальний радіус, рівний $a_m = (a/bv)^{1/v}$; $\Gamma(a, v)$ – гамма-функція.

У табл. 10.2 наведені розраховані за формулою (10.7) коефіцієнти μ для типових моделей функцій розподілу великокрапельних аерозольних утворень. Як видно, значення параметра μ суттєво варіюють залежно від типу аерозольної системи. Отже, оцінка масової концентрації аерозолю (наприклад, водності хмар) за коефіцієнтом розсіювання, якщо нічого невідомо про параметри мікроструктури, може відрізнятися на порядок. При відомому модальному радіусі точність оцінок можна суттєво підвищити.

Таблиця 10.2 – Коефіцієнти M_i для великокрапельних аерозольних утворень

Тип аерозольного утворення	Параметри розподілу			μ [мг·км/м ³]
	σ_m , мкм	λ	v	
Хмари:				
Потужні купчасті	0	3		8,0
Купчасті	0	3		8,0
Купчасті-дощові	0	1		15,0
Шаруваті	5	2		8,3
Шарувато-купчасті	5	2		8,3
Шарувато-дощові	5	2		8,3
Високошаруваті	5	2		8,3
Висококупчасті	5	2		8,3
Тумани:				
Радіаційні	5			5,0
Адвективні	5	3		6,7

Припустимо, що зондування проводиться на двох близьких довжинах хвиль, тому зміною показника заломлення можна знехтувати. Передбачається також, що обидві довжини хвиль не потрапляють у лінії або смуги поглинання. Тоді, мабуть, критерієм справедливості апроксимації фактора ефективності лінійною функцією (10.3) має бути співвідношення

$$\lambda_1 \sigma(\lambda_1) = \lambda_2 \sigma(\lambda_2), \quad (10.8)$$

яке є наближеним, тому що показник заломлення залежить від хвильового числа, й апроксимація (10.3) також наближена. Критерій виконання другого граничного випадку тривіальний. Внаслідок незалежності фактора ефективності від довжини хвилі повинна виконуватися рівність

$$\sigma(\lambda_1) = \sigma(\lambda_2). \quad (10.9)$$

Можна розглянути варіант двохвильового зондування, коли для однієї довжини хвилі реалізується перший граничний випадок, а для іншої – другий. Однак використання цієї відносно простої методики для дослідження атмосферних аерозолів в оптичному діапазоні хвиль важко: для крупнодисперсного аерозолу (типу хмарного) необхідний лідар, що працює у видимому ($\lambda_1 \sim 0,53$ мкм) і далекому ІЧ-діапазоні ($\lambda_2 \sim 5\text{--}100$ мкм); при зондуванні серпанку необхідне введення частоти глибокого ультрафіолету, що в атмосферних умовах нереально у зв'язку із сильним поглинанням і молекулярним розсіюванням. Більш перспективне застосування цієї методики для визначення параметрів щільних крупнодисперсних середовищ із використанням комплексу – метеорологічний радіолокатор, що працює в субміліметровому діапазоні, і лідар.

10.2 Експериментальні дослідження коефіцієнта μ

Забруднення повітряних басейнів індустриальних центрів відбувається в результаті викидів аерозолів численними різнотипними джерелами, що приводить до гетерогенності аерозолу й значним варіаціям його мікрофізичних параметрів. Тому в реальних умовах можна чекати значних відхилень коефіцієнта μ від розрахованих теоретично на основі модельних середовищ. З метою одержання даних про коефіцієнт μ проведені дослідження в низці промислових центрів.

Під час експерименту порівнювались оптичні характеристики аерозолу, виміряні за допомогою лідара, з масовою концентрацією отриманою в результаті прокачування повітря через фільтри з наступним зважуванням. Пункт забору проб перебував поблизу локатора на

рівні 1,5 м від поверхні землі. Час відбору проби становив 20 хв. За цей час отримано близько десяти реалізацій лазерно-локаційних сигналів уздовж горизонтальної траси. По сигналах визначене середнє значення коефіцієнта зворотного розсіювання на ділянці траси, що прилягає до пункту відбору проб. Довжина ділянки в межах 50–100 м. Усереднення по об'єму й сукупності реалізацій дозволяє зменшити вплив випадкових флуктуації щільності аерозолі. Усереднення масової концентрації при відборі проби відбувається автоматично. Експериментальні дані добре описує лінійна залежність

$$M = 15,8\sigma_d - 0,16, \quad (10.10)$$

де вагова концентрація взята в $[\text{мг}/\text{м}^3]$, а коефіцієнт зворотного розсіювання в $[\text{км}^{-1}\text{ср}^{-1}]$.

Оцінка коефіцієнта зв'язування між масовою концентрацією й коефіцієнтом ослаблення дає значення $\mu - (0,52 \pm 0,34) [\text{мг}\cdot\text{км}/\text{м}^3]$. Слід зазначити, що вимірювання проводили, як правило, в умовах низької відносної вологості повітря. Проте розкид від середнього значення коефіцієнта μ становить близько 70 %. Очевидно, основну роль у цьому відіграють варіації мікрофізичних параметрів аерозолі.

Якщо розглядати весь масив у цілому, то оцінка середнього значення коефіцієнта μ_n складе 0,68 при середньоквадратичному відхиленні 0,62. Це говорить про те, що оптичне помутніння атмосфери не цілком адекватне масовій концентрації. Як уже згадувалося, адекватної відповідності концентрації аерозолі й коефіцієнта ослаблення можна було очікувати при повному охопленні спектра розмірів часток монотонною частиною фактора ефективності. Однак при довжині хвилі 0,69 мкм ця умова не цілком виконується. За даними багатьох авторів, у міському аерозолі відносно великий зміст великих часток. Часто спостерігається другий максимум в області 1–2 мкм. Помітно також вміст гігантських часток радіусом до 10–15 мкм.

Наявність гігантських часток підтверджується виміром індикатрис розсіювання. Причому крупнодисперсна фракція звичайно є найбільш мінливою частиною аерозолі. Крупнодисперсна фракція робить відносно малий внесок в оптичне ослаблення через малу концентрацію, але істотно впливає на масову концентрацію. Тому вплив цієї фракції на коефіцієнт μ очевидний.

Крім варіацій спектра розмірів на результати вимірів μ може суттєво впливати обводненість аерозолі.

Аналіз табл. 10.3 показує, що весь масив даних можна розбити на дві групи, що відрізняються за величиною μ . У першу входять значення μ з першого по восьме. Ця група характеризується підвищеним

водневим насиченням часток, середнє значення $\bar{\mu}$ для неї становить 1,74 при середньоквадратичному відхиленні 1,0. Якщо виключити пробу, що різко виділяється із $\bar{\mu}$ усього масиву, то одержуємо $1,37 \pm 0,5$.

Таблиця 10.3 – Результати експериментальних досліджень

№ проби	$M_B, \text{мг/м}^3$	$M_C, \text{мг/м}^3$	$\lambda, \text{км}^{-1}$	$M_B \frac{\text{мг}}{\text{м}^3} \text{кг}$	g, %
1	0,164	0,123	0,15	1,09	25
2	0,370	0,147	0,25	1,48	53
3	0,520	0,116	0,25	1,39	76
4	0,196	0,039	0,17	1,15	80
5	1,832	0,509	1,00	1,83	72
6	3,886	0,722	0,90	4,32	81
7	0,712	0,475	0,55	1,29	33
8	0,788	0,571	0,55	1,43	28
9	0,944	0,853	1,60	0,59	9
10	0,753	0,642	3,80	0,20	15
11	0,734	0,707	3,10	0,24	4
12	1,733	0,549	3,70	0,20	25
13	0,970	0,794	3,70	0,26	18
14	0,668	0,591	5,00	0,13	11
15	0,848	0,622	4,90	0,17	27
16	0,358	0,337	3,90	0,09	6
17	0,191	0,107	3,90	0,04	12
18	0,156	0,156	0,21	0,75	0
19	0,086	0,086	0,21	0,43	0
20	0,247	0,196	0,80	0,31	19
21	0,265	0,245	1,45	0,18	7

Відомо, що підвищений вміст води може приводити до утворення сферичних конгломератів часток і перебудови первісного спектра у бік збільшення середнього радіуса часток. Отримані значення μ близькі до $\bar{\mu}$, відповідному до розподілу «Мі» для водних сфер з модальним радіусом 1 мкм. Для групи, що характеризується низьким змістом води в аерозолі, одержали $\bar{\mu} = 0,3 \pm 0,2$. Цей результат якісно узгодиться з отриманими раніше. Як у тому, так і в іншому випадку середньоквадратичне відхилення становить близько 70 %. Слід зазначити, що вимірювання на двох довжинах хвиль $\lambda_1 = 0,53$ і $\lambda_2 = 0,69$ показують приблизно обернено пропорційну залежність коефіцієнта осла-

блення від довжини хвиль. Це дозволяє припускати, що основна маса сухого аерозолу, що відповідає за збільшення оптичного помутніння, має малі розміри, що відповідають області монотонного зростання фактора ефективності, а варіації коефіцієнта μ обумовлені мінливістю крупнодисперсної фракції. Таким чином, можна констатувати, що вимірювання коефіцієнта ослаблення на довжині хвилі рубінового генератора дозволяє без додаткової інформації оцінити порядок масової концентрації.

Більш детальні дослідження залежності масової концентрації від коефіцієнта аерозольного ослаблення проведені в промисловій зоні. Отримано близько 400 проб масової концентрації при $\lambda_1 \sim 0,63$ мкм на трасі довжиною 250 м і контролем метеопараметрів. Коефіцієнт ослаблення усереднювали по 20-хвилинному тимчасовому інтервалу, протягом якого прокачувалося повітря через фільтри. Оскільки фільтри, що використовувалися, гігроскопічні, їх зважували після просушки, тобто визначали масову концентрацію сухої фракції аерозолу.

Увесь масив даних був розбитий на два підмасиви відповідно до напрямку вітру із двох секторів. Перший більший сектор включав напрямок вітру з боку промислової зони, у якій перебували великі котельні, хімічні підприємства й ТЕЦ. Менший сектор з південно-східними напрямками вітру характеризував відносно вільну від джерел промислового аерозолу зону. На підставі наявних літературних даних про істотне обводнювання аерозолу при вологості більш 70 % були прийнято дві градації вологості $U < 70 \%$ і $U > 70 \%$.

Зіставлення результатів показує помітний вплив відносної вологості на значення коефіцієнта μ . Тут доречно нагадати, що результати ставляться до сухого залишку аерозолу. Обводнювання аерозолу приводить до істотного збільшення його властивостей, що розсіюють, але не суперечить раніше поміченій тенденції до зростання μ , для обводненого аерозолу. Однак підтвердити цю тенденцію не можна, тому що масову концентрацію обводненого аерозолу не вимірювали тому, що гігроскопічні фільтри не дозволили очистити результати від впливу адсорбованої пари води.

Середні значення μ становлять 0,19; 0,2 і 0,12 г/м², відповідно. Головну роль тут, очевидно, відіграє специфіка аерозолу. Очевидно, що подібна специфіка завжди повинна враховуватися, й впровадження лазерних методів контролю має випереджатися дослідженнями, спрямованими на її виявлення. Як видно з наведених результатів, при оцінці масової концентрації сухого аерозолу за даними оптичних вимірювань необхідно враховувати відносну вологість або обводненість

аерозолі. У якості параметра, що характеризує ступінь обводнювання часток, може служити величина деполаризації луни-сигналу.

Таким чином, теоретичні й експериментальні дослідження показують, що зв'язок коефіцієнта ослаблення й масової концентрації аерозолі проявляється статистично з коефіцієнтом кореляції 0,5–0,7. Причому для однотипного аерозолі коефіцієнт кореляції збільшується, а для аерозолі від різнорідних джерел зменшується. Очевидно, що в кожному конкретному випадку повинні враховуватися специфіка аерозолі, властивого певної місцевості і метеорологічні умови регіону. Тому створення лазерних засобів контролю повинно супроводжуватися дослідженням оптичних і мікрофізичних властивостей аерозолі, характерних для району, у якому встановлюється лазерний локатор.

10.3 Визначення просторового розподілу аерозольних забруднень

Наведемо деякі результати польових вимірів просторового розподілу аерозольних забруднень за допомогою лідарів, отриманих під час комплексних експериментів. Вони свідчать про можливість лідара в якості індикатора аерозольних забруднень і приладу для дистанційного визначення масової концентрації аерозолі [45–76]. Аналіз метеорологічної ситуації, у тому числі даних кулепілотного зондування, показав, що в цей час відбувалося вторгнення теплих повітряних мас. Під фронтом цих мас утворювався клин більш холодного повітря, і спостерігалася інверсія градієнта температури до висоти 1000 м. При цьому відбулося також деяке очищення повітря біля земної поверхні. Імовірно, йому сприяло збільшення турбулентних потоків при вторгненні теплих мас. Потім утворився стійкий клин холодного повітря біля поверхні і границя розділу повітряних мас. Коефіцієнт кореляції між масовою концентрацією біля землі й коефіцієнтом зворотного розсіювання виявився рівним 0,72. Відзначено також, що ситуації, коли запиленість біля поверхні підвищена часто супроводжується наявністю різкої верхньої границі димки. І чим нижча границя, тим більша запиленість біля землі. Очевидно, що ці закономірності в поведінці профілю ослаблення пов'язані з певними метеорологічними ситуаціями. В період проведення вимірювань стояла, як правило, безхмарна погода. Радіаційне вихолодження в нічний час сприяло утворенню стійких станів атмосфери або навіть інверсних ситуацій, що перешкоджають обміну повітряних мас і сприятливих нагромадженню забруднень. Аналогічний хід вертикального профілю коефіцієнта ослаблення відзначався при зондуванні повітряного басейну кар'єра рудного комбінату [47].

Очевидно, що при наявності джерел аерозолі профілі зазначеного типу характеризують певну метеорологічну ситуацію, що сприяє нагромадженню забруднень. Оскільки процес нагромадження відстає за часом від моменту створення несприятливої ситуації, то дані вимірювання висотного ходу профілю коефіцієнта ослаблення можна використовувати для прогнозу забруднень повітря в приземному шарі. Щоб розв'язати проблеми дифузії й переносу забруднень, важливо оцінити градієнти концентрації домішки. Звичайними засобами цього досягти важко, особливо вдалині над поверхнею землі. За допомогою лазерного локатора можна досить просто одержати необхідні оцінки. Докладну оперативну інформацію про перенос аерозолі повітряними потоками можна одержати за допомогою автоматизованого скануючого лідара, що працює з великою частотою посилок імпульсів.

Таким чином, лідар стає досить ефективним інструментом при вирішенні завдань сучасного екологічного моніторингу, що дозволяє одержати відповіді на запитання, пов'язані з розміщенням промислових і житлових зон, особливо в умовах пересіченого рельєфу місцевості.

10.4 Використання лідарів для оцінки викидів локальними джерелами

Як відзначалося, ефективна боротьба із забрудненням повітряного середовища в індустріальних центрах неможлива без оперативних методів і засобів контролю викидів забруднюючих речовин в атмосферу від промислових підприємств. Дозволені викиди аерозолі проводять, як правило, локалізовано за допомогою обмеженої кількості спеціального обладнання, їх відносять до розряду «організованих викидів». Оптичні характеристики аерозолі подібних джерел визначаються специфікою відповідних виробництв і можуть бути визначені експериментально в лабораторних або натурних умовах, що суттєво спрощує завдання інтерпретації даних лазерного зондування. Розглянемо методику застосування лідарів для діагностики аерозольних шлейфів на прикладі експерименту з визначення параметрів димового стовпа від локального вогнища пожежі [36]. Цей експеримент проведений у контрольованих умовах і цікавий тим, що вдалося зрівняти результати лазерного зондування інтенсивності димовиділення з аналогічними теоретичними оцінками, виконаними відповідно до загальноприйнятої моделі локальної пожежі.

Пожежа імітувалася спалюванням штабеля деревини. Розміри штабеля $6 \times 6 \times 3 \text{ м}^3$. Час горіння з моменту підпалу до повного руйнування кістяка штабеля близько 40 хв.

Лазерний локатор ЛОЗА-3 був вилучений на 480 м від вогнища горіння. Для побудови просторової картини розподілу аерозолі по перетинах димового стовпа лідаром зроблено дев'ять азимутальних перетинів стовпчика. Кутова відстань між трасами зондування в азимутальній площині становила 16,7 мрад, між місцевими перетинами – 10,4 мрад.

Лідарні дані оброблені за методом «асимптотичного сигналу». Однак тут було враховано, що оптична товща димового стовпа в поперечному напрямку невелика. У результаті для розрахунків профілю коефіцієнта ослаблення використовували формулу

$$\alpha(r) = \frac{S(r)}{2 \left\{ [1 - T^2(r_1, r_2)]^{-1} \int_{r_1}^2 S(x) dx - \int_{r_1}^r dx \right\}}, \quad (10.11)$$

де $T^2(r_1, r_2)$ – квадрат прозорості димового шлейфа в поперечному напрямку до траси зондування; r_1 і r_2 – відстані від лідара до передньої й задньої границь шлейфа.

Величину $T^2(r_1, r_2)$ неважко визначити з лідарного сигналу

$$T^2(r_1, r_2) = \frac{S(r_2)}{S(r_1)}. \quad (10.12)$$

Помітимо, що вираз (10.11) дає фізичні реальні значення для $\sigma(r)$ навіть у кінцевих точках траси зондування при $r \rightarrow r_2$. Тому його можна рекомендувати для визначення профілю коефіцієнта розсіювання (ослаблення) в аерозольних шлейфах, оптична товщина яких у поперечному напрямку $\tau \leq 3$, тобто в тих випадках, коли звичайний метод «асимптотичного сигналу» не використовується.

Розподіл аерозолі по перетину шлейфа неоднорідний. Зі збільшенням висоти підйому (або відстані від джерела) шлейфа кількість неоднорідностей зростає, а його поперечні розміри збільшуються, що обумовлене, очевидно, процесами турбулентної дифузії.

Для оцінки величини масової концентрації аерозолі, що виноситься в атмосферу при горінні деревного штабеля, попередньо в лабораторних умовах був вимірний коефіцієнт зв'язку між масовою концентрацією деревного диму й коефіцієнтом ослаблення, який виявився рівним $\mu = 0,4$ мг-км/м³. Лідарні спостереження за інтенсивністю димовиділення дозволили оцінити масу аерозолі (у відсотковому відношенні), що потрапив в атмосферу при горінні 9 т деревини протягом 40 хв. Кількість аерозольної речовини склала $M = 160$ кг, тобто приблизно 1,5–2 % початкової маси; частка незгорілої речовини – 10–11 %. Якщо врахувати, що на газові компоненти при горінні дере-

вини доводиться 87–88 % (згідно з розрахунками [136]), то отримані в експерименті цифри щодо маси аерозольної речовини, яка виділилася, цілком реальні.

10.5 Застосування лідарів для зондування щільних аерозольних утворень

Для підвищення вірогідності результатів лазерного зондування аерозольної атмосфери необхідно збільшувати обсяг вимірювальної інформації про досліджуваний об'єкт. Цього можна досягти різними шляхами: збільшенням кількості довжин хвиль зондувального випромінювання; виміром стану поляризації розсіяного випромінювання і т. д. Однак, кожний раз виникає питання про коректне визначення коефіцієнтів загального або зворотного розсіювання в глибині мутного середовища на деякій відстані від лідара. Проблема обліку кратного розсіювання в завданнях лазерного зондування аеродисперсних середовищ досить складна й дотепер остаточно не вирішена. Вирази для інтенсивності луна-сигналу, отримані при розв'язанні рівняння переносу випромінювання в малокутовому і асимптотичному наближеннях, дають задовільний результат при оцінюванні перешкоди зворотного розсіювання, але для інтерпретації даних лазерного зондування вони не завжди застосовні, тому що в цьому випадку вирішується зворотне завдання й накладаються більш тверді вимоги на вихідні співвідношення.

Експериментальні дослідження та результати чисельного розв'язання рівняння переносу методом Монте-Карло показують, що переважний внесок у відбитий сигнал при лазерній локації щільних аерозольних утворень типу хмар, туманів, димів вносить розсіювання першої й другої кратності. Таким чином, стосовно до завдань лазерного зондування аерозольної атмосфери проблема багаторазового розсіювання зводиться до коректного обліку в рівнянні лазерного зондування розсіювання другої кратності.

10.6 Використання двократного розсіювання для оцінки параметрів щільних аерозольних утворень

Рівняння лазерної локації в наближенні однократного розсіювання при деяких умовах дозволяє визначити індикатрису зворотного розсіювання й коефіцієнт розсіювання. Розглянемо, яку додаткову інформацію може дати облік дворазового розсіювання. Для аналізу будемо використовувати менш точний, але досить простий запис рівняння в наближенні дворазового розсіювання, отриманий в роботах [59, 60]:

$$P(r) = P^{(1)}(r) \left[1 + \frac{1}{x_\pi} \int_0^r \sigma(z) \int_0^{q(z)} x(\gamma) x(\pi + \gamma) \sin \gamma d\gamma dz \right], \quad (10.13)$$

$$\varphi(z) = \operatorname{arctg} \frac{2(r-2)}{r\theta_{II}}. \quad (10.14)$$

Розглянемо спочатку випадок зондування однорідної тра-
си $\sigma(z) = \sigma_0$,

$$P(r) = P^{(1)}(r) \left[1 + \frac{1}{2x_\pi} \theta_{II} \Gamma^* \tau \right]. \quad (10.15)$$

Тут параметр Γ^* визначається згортокою індикатриси за кутом роз-
сіювання γ з ваговою функцією $\cos \gamma$:

$$\Gamma^* = \frac{1}{16\pi^2} \int_0^{\pi/2} x(\gamma) x(\pi - \gamma) \cos \gamma d\gamma. \quad (10.16)$$

Неважко бачити, що для аерозольних індикатрис, що мають аси-
метричну форму, значення параметра Γ^* і Γ мало відрізняються, тому
що визначальний внесок вносять малі кути, для яких $\cos \beta \sim 1$.

Величина параметра Γ^* залежить від виду індикатриси й, зокрема,
зростає в міру збільшення середнього розміру аерозольних часток при
фіксованій довжині хвилі λ . Це дозволяє по величині Γ^* оточити се-
редній розмір ансамблю часток, що брав участь у розсіюванні. Для
перевірки цієї гіпотези параметр Γ^* розрахований для шести модель-
них розподілів аерозолі й восьми довжин хвиль ($\lambda = 0,46; 0,7; 1,19;$
 $1,94; 3,0; 3,9; 6,05; 16,6$ мкм) [68].

При наявності поглинання однозначний зв'язок між Γ^* і A відсут-
ній. Отже, для визначення середнього радіуса часток на основі вико-
ристання ефекту дворазового розсіювання необхідно вибирати частоту,
що не лежать у смугах поглинання аерозолі.

Розглянемо, яким чином в експерименті з лазерного зондування
можна визначити параметр Γ^* . При зондуванні оптично щільних се-
редовищ, коли можливий набір асимптотичного значення функціонала

$$\Phi(0, \infty) = \int_0^\infty S(z) dz \quad \text{з великою точністю, інтегрування рівняння (10.15)}$$

приводить до формули

$$\Phi(r_m, \theta_{II}) = \int_0^1 P(z) x^2 dz = \frac{1}{2} [Cx_\pi + C\pi\Gamma^*\theta_n]. \quad (10.17)$$

Перший член у правій частині не залежить від θ_n . Зондуючи при
двох кутах антени $\theta_{II}' < \theta_{II}''$, маємо:

$$\Gamma^* = \frac{2[\Phi(0, r_m, \theta_{II}''') - \Phi(0, r_m, \theta_{II}')] }{C\pi(\theta_{II}'' - \theta_{II}')} . \quad (10.18)$$

Таким чином, визначення Γ^* зводиться до знаходження константи калібрування C і зондування при двох кутах поля зору.

Інший спосіб полягає у виділенні сигналу дворазового розсіювання (наприклад, за допомогою спеціальних діафрагм) і визначенні абсолютного максимуму цього сигналу, скоректованого на квадрат розсіювання. Цю функцію описує рівняння

$$\psi^{(2)}(r) = P^{(2)}(r)r^2 = \frac{C}{8\pi} \Gamma^* \sigma \theta_{II} \tau \exp[-2\tau]. \quad (10.19)$$

Положення максимуму на осі r дає вираз

$$r_{\max} = 0,5/\sigma . \quad (10.20)$$

Коефіцієнт розсіювання σ знаходимо методом логарифмічної похідної. З (10.19) випливає, що в точці r_{\max}

$$\Gamma^* \frac{16\pi\psi^2(r_{\max})^e}{C\theta_{II}\sigma} , \quad (10.21)$$

тобто виражається через вимірювані величини.

При зондуванні неоднорідних трас сигнал описується рівнянням (10.13). Якщо розділити потоки дво- і однократного розсіювання, то для їхнього відношення з (10.13) можна одержати [61]:

$$\delta(r) = \frac{P^{(2)}(r)}{P^{(1)}(r)} = \frac{1}{x_\pi} \int_0 \sigma(z) K \left(\frac{r-z}{\theta_{II}r} \right) dz, \quad (10.22)$$

де $K \left(\frac{r-z}{\theta_{II}r} \right)$ – внутрішній інтеграл в (10.13).

Вираз (10.22) є рівнянням Вольтера 1-го роду з різницеvim ядром. З теорії інтегральних рівнянь відомо, що для можливості його розв'язання необхідна умова $\delta(0) = \frac{P^{(2)}(0)}{P^{(1)}(0)} = 0$.

Якщо виконується умова $K(r_1, r) \neq 0$, то рівняння (10.22) зводиться до рівняння Вольтера 2-го роду диференціюванням по r , для якого характерна можливість продовження розв'язання. Остання обставина

дозволяє, враховуючи результат розв'язання рівняння локації в наближенні однократного розсіювання в області малих оптичних товщ, звернути рівняння (10.22) на інтервалі $[0, r_1]$, а потім продовжити розв'язання на інтервалі $[r_1, r]$ уже щодо функції $\sigma(z)$. Вид ядра визначається мікрофізичними параметрами й, отже, дозволяє судити про тип аерозолу, що становить заданий обсяг, що розсіює. Для оцінки параметрів розподілу за видом ядра рівняння (10.22) необхідно, щоб воно було інформативним щодо шуканих параметрів. Інакше кажучи, потрібно, щоб ядра помітно відрізнялися для різних типів аерозолів. Для оцінки інформативності ядер авторами роботи [67] проведені розрахунки для модельних розподілів водних крапель. Поведінка ядра визначається витягнутістю індикатриси. Зі збільшенням розмірів краплі виразність ядра зменшується й зростають абсолютні значення. Це веде до згладжування профілю $\delta(r)$ й росту абсолютних значень функції $\delta(r)$ в міру просування в глиб зондованого середовища.

Досі не розроблений метод розв'язання рівнянь типу (10.22), що характеризують мікрофізичні характеристики аерозолу, внаслідок чого неможливо (як це було зроблено для однорідної траси) зв'язати, наприклад, середній радіус часток з якимось певним параметром, вираженим через вимірювані величини. Тому потрібні подальші дослідження, спрямовані на пошуки критеріїв оцінки дисперсного складу часток. Дослідження повинні включати теоретичне пророблення питання, постановку модельних (чисельних) і натурних (фізичних) експериментів.

11 ВИВЧЕННЯ ЗАЛЕЖНОСТЕЙ ОПТИЧНИХ ПАРАМЕТРІВ ПОЛІДИСПЕРСНИХ АЕРОЗОЛЬНИХ СЕРЕДОВИЩ ВІД ВПЛИВНИХ ФАКТОРІВ

11.1 Оцінка мікрофізичних параметрів часток методом багатохвильового зондування

Якщо частки мають сферичну форму і їх розподіл за розмірами описується безперервною диференційованою функцією $N(a)$, то коефіцієнт розсіювання представляється у вигляді інтеграла

$$\sigma(\lambda) = \int K(\alpha, \lambda) \pi \alpha^2 n(\alpha) d\alpha, \quad (11.1)$$

де $K(\alpha, \lambda)$ – фактор ефективності розсіювання; $n(a)$ – функція розподілу часток по розмірах.

Аналогічні вирази можна записати для коефіцієнтів ослаблення й зворотного розсіювання, якщо використовувати відповідні фактори ефективності $K_{\text{осл}}(\alpha, \lambda)$ і $K_{\text{л}}(\alpha, \lambda)$. Інтегрування ведеться на інтервалі $[R, R_2]$ зміни радіуса часток α , а фактор ефективності заданий в області $[R \times \Lambda]$, де $\Lambda = [\lambda_{\text{min}}, \lambda_{\text{max}}]$ – інтервал зміни довжин хвиль зондувального випромінювання.

У реальних аерозолях умова безперервності й диференційованості функції $N(a)$ може суттєво порушуватися, у зв'язку із чим в [181] розроблений підхід до постановки зворотного завдання у вигляді інтеграла Стільєса:

$$\sigma(N, \lambda) = \int_R K(\alpha, \lambda) dS, \quad (11.2)$$

де $dS = \pi \alpha^2 dN(a)$.

У цій формі вимога щодо безперервності і диференційованості функції $N(a)$ не обов'язкова. Якщо ж вона виконується, то оскільки $n(a) = N'(a)$, формула (11.2) переходить в (11.1). Класом розв'язання рівняння (11.2) можуть бути розривні розподіли, найпростішим прикладом яких є гістограми, одержувані при визначенні мікроструктури методами прямого відбору проб.

Рівняння (11.2) можна записати коротше в операторній формі:

$$\sigma = KS, \quad (11.3)$$

де K – інтегральний оператор, що зв'язує нескінченно мірні вектори σ й S .

Чисельні методи розв'язання інтегральних рівнянь (11.1) або (11.2) звичайно зводяться до заміни інтегрального рівняння системою лінійних алгебраїчних. Це означає перехід від нескінченно мірних векторів, якими є функції σ й S , до векторів кінцевої розмірності й заміни інтегрального оператора K матричним оператором S :

$$\sigma_1 = \sum_{j=1}^m G_{ij} S_j, \quad (11.4)$$

де вектори σ й S належать кінцево мірним просторам розмірності n і m ($S \in \psi_m; \sigma \in B_n$).

Для простору ψ_m й B_n не обов'язкові однакові розмірності. Якщо ж розмірності однакові ($m = n$), то (11.3) можна розглядати як систему рівнянь щодо компонентів вектора S . Ця система буде мати єдиний розв'язання, якщо оператор G не вироджений, для чого крім умови $m = n$ необхідно, щоб ядро $K(\alpha, \lambda)$ вихідного інтегрального рівняння утворювало систему лінійно незалежних функцій, що належать інтервалу зондування Λ . При більших розмірностях m обумовленість системи (11.3), як правило, падає, що проявляється в малості величини G . У цьому випадку, як і при $m > n$, для одержання стійкого розв'язання необхідно яким-небудь способом визначити завдання, щоб звузити безліч можливих розв'язків ψ_m . Звичайно до визначення можна зробити на основі апріорної інформації про вид розв'язання, яку можна ввести як припущення про приналежність розв'язання до певного виду розподілу по розмірах (розподіл Юнзі, гамма-розподіл і т. д.). У цьому випадку може бути реалізований розрахунковий алгоритм так званого методу модельних оцінок. Цей метод доцільно застосовувати, якщо кількість вимірювальної інформації сильно обмежене (зондування на двох-трьох довжинах хвиль), а досліджуваний об'єкт ставиться до класу досить вивчених аерозолів, у яких варіації розподілу по розмірах можна описати варіаціями параметрів деякої аналітичної залежності, що описує розподіл певного класу. Така ситуація має місце, наприклад, для крапель туманів і хмар, де є моделі у вигляді гамма-розподілу або його модифікації. Основна обчислювальна процедура методу модельних оцінок полягає в мінімізації функціонала

$$F(S, b_1, \dots, b_k) = \sum_{i=1} [\sigma(\lambda_i) - \sigma_M(\lambda_i)]^2, \quad (11.5)$$

де S – геометричний перетин часток; b_i – параметри розподілу; $\sigma(\lambda_i)$ – обмірювана оптична характеристика; $\sigma_M(\lambda_i, S, b_1, \dots, b_k)$ – розрахована за модельним розподілом оптична характеристика.

Як показали дослідження методу [181], для одновершинних розподілів можна одержувати задовільні результати при зондуванні на трьох довжинах хвиль, якщо останні обрані в ділянці, інформативно-му щодо заданого розподілу. При наявності досить великого обсягу вимірювальної інформації, коли розмірність вектора вимірів $\dim \sigma \approx 10$, можна застосовувати більш загальні методи регуляризації, що дозволяють виявляти особливості розподілу по розмірах, наприклад, присутність двох максимумів або інших деталей.

Найбільш загальний підхід до розв'язання некоректних завдань, якими звичайно є завдання, сформульовані як рівняння Фредгольма 1-го роду виду (11.1) або (11.2), полягає в застосуванні методу статистичної регуляризації. Суть його в тому, що апріорну інформацію вносять шляхом задання деякого розподілу ймовірності $P(S)$. Цю ймовірність можна визначити в ансамблі, заданому кінцевою вибіркою або кореляційною матрицею, або в ансамблі обмежених або гладких функцій. В останньому випадку вводять функціонал, що характеризує гладкість функції $S(a)$:

$$\Omega_{II} [S(a)] = \int \left[\frac{d^n S(x)}{dx^n} \right]^2 da \quad (11.6)$$

або лінійну комбінацію таких функціоналів, і вказують приблизно очікуване значення такого функціонала. Тоді процедура регуляризації стає еквівалентною методу Тихонова [182], а в якості розв'язання з можливих вибирається функція S , що мінімізує функціонал

$$T_{\alpha}(S) = \|KS - \sigma\|_{L_2}^2 + \alpha \Omega(S), \quad (11.7)$$

де перший член у правій частині є квадратом норми відхилення від a в просторі Гільберта; a – параметр регуляризації.

Якщо $S(a)$ двічі диференційована функція, то регуляризований розв'язання інтегрального рівняння визначиться з розв'язання рівняння Ейлера

$$(K * K + \alpha D)S = K * \sigma, \quad (11.8)$$

де K^* – оператор, сполучений K ; D – самосполучений диференціальний оператор другого порядку.

Алгебраїчним аналогом цього рівняння є така формула:

$$(G * G + \alpha \Pi)S = G * \sigma, \quad (11.9)$$

де G^* – сполучена матриця.

Значення елементів матриць G і Π залежать від інтерполяційних процедур, прийнятих при квадратурі вихідного інтегрального рівняння [8].

Вирішальний алгоритм може будуватися або на основі останнього рівняння, або безпосередньо на мінімізації функціонала (11.7). І в тому й іншому випадку доводиться вирішувати далеко не тривіальне завдання про вибір параметра регуляризації a . У самому загальному випадку можна сказати, що він повинен задовольняти умову $S_1 \delta < \alpha < S_2 \delta$, де δ – помилка вимірів, отже, a прагне до нуля при зменшенні помилок. Але коефіцієнти S_1 і S_2 залишаються невизначеними, їх вибір залежить від конкретного фізичного завдання й виду інтегрального оператора.

При практичній реалізації багатохвильового зондування експериментаторові доводиться вирішувати важливе практичне питання про вибір довжин хвиль, на яких слід проводити вимірювання, щоб вони були інформативні щодо спектра розмірів досліджуваного аерозолю.

Правильний вибір спектрального інтервалу, кількості й положення на ньому робочих довжин хвиль дозволяє уникнути малопродуктивних витрат ресурсів, часу у без того досить трудомісткому експерименті, яким є багатохвильове зондування. Звичайно при постановці вимірів експериментатор має у своєму розпорядженні деяку інформацію про границі зміни розмірів часток і очікуваних значень модального або середнього радіуса. Якщо ж експеримент ставлять із метою встановити присутність часток певних розмірів, то необхідний інтервал довжин хвиль визначається вже самим завданням. Вибір інтервалу будується на основі подібного сорту апріорної інформації, відомостей про полідисперсні фактори ефективності розсіювання або ослаблення й загальних міркувань, що впливають із теорії інтегральних рівнянь і дотичних зв'язків інформативності рівняння з видом ядра. Рівняння

Фредгольма 1-го роду $f(x) = \int_a^b K(x, y) \varphi(y) dy$ за інформативністю

щодо функції $\varphi(y)$ займає проміжні значення між двома крайніми випадками. Якщо ядро рівняння представлене δ -функцією $K(x, y) = \delta(x-y)$, то вимірювана функція $f(x)$ містить всю інформацію про функцію $\varphi(y)$ з тією точністю, з якою вимірюється $f(x)$, $\varphi(y)$ визначена з точністю завдання вектора вимірів. Якщо ж ядро має вигляд $K(x, y) = \text{const}$, то $f(x)$ не містить інформації про $\varphi(y)$. У проміжних випадках інформативність рівняння залежить від гладкості ядра. Чим менша гладкість, тим інформативніше рівняння щодо шуканого розв'язання.

Зі сказаного випливає: спектральний інтервал зондування Λ повинен бути так співвіднесений з діапазоном зміни радіусів часток R , щоб при зміні λ у Λ фактор ефективності $K(\alpha, \lambda)$ значно змінювався. Фактори ефективності ослаблення й розсіювання при всіх різноманітних можливих випадках мають деякі загальні властивості – вони мають найменшу гладкість в області першого максимуму, який має місце при довжині хвилі, порівнянної з розміром частки. Наприклад, для фактора ефективності ослаблення «м'яких» часток (коли показник заломлення не занадто відрізняється від одиниці) справедливе таке наближене співвідношення між радіусом частки й довжиною хвилі, при якому спостерігається перший максимум, $\lambda = \pi\alpha|m-1|$, де m – показник заломлення. Співвідношення зберігається й для «не дуже м'яких» часток, аж до $m = 2$. Це означає, що при відновленні спектра розмірів часток за залежністю коефіцієнта ослаблення від довжини хвилі зразкові границі найбільш інформативної ділянки можна задати співвідношенням $\pi\alpha_1|m-1| \leq \lambda \leq \pi\alpha_2|m-1|$. Причому робочі довжини хвиль повинні бути розташовані приблизно рівномірно у заданому інтервалі.

Фактори ефективності зворотного розсіювання менш гладкі, чому відповідні фактори ослаблення, і для «м'яких» часток без поглинання носять різко осцилюючий характер з періодом приблизно 0,5 по параметру $2\pi\alpha/\lambda$. Тому при зондуванні дуже вузьких розподілів, близьких до монодисперсних, використання спектральної залежності зворотного розсіювання може бути набагато важливішим, ніж аналогічної залежності коефіцієнта ослаблення. Однак, у полідисперсних системах цей ефект внаслідок усереднення по ансамблю значно послабляється й може не дати помітного виграшу в порівнянні зі спектральним ходом коефіцієнта ослаблення.

При наявності уявної частини в показнику заломлення відбуваються зрушення першого максимуму у бік менших значень параметра $2\pi\alpha/\lambda$ й згладжування осцилюючого характеру факторів ефективності ослаблення й зворотного розсіювання. Ці обставини також вимагають обліку при виборі спектрального інтервалу зондування.

11.2 Вплив температурних інверсій на поширення аерозольних забруднень

Відомо, що головними факторами, що сприяють акумуляції забруднень у приземному шарі атмосфери, є затишність і наявність температурних інверсій [48]. Конвективні висхідні потоки зменшують сту-

пінь забруднення приземного шару внаслідок турбулентного переносу повітря у верхні шари атмосфери. В області температурних інверсій турбулентний обмін значно послабляється, що призводить до утворення своєрідної «пробки», яка, суттєво затримує процес природної вентиляції й призводить до нагромадження аерозолу спочатку в зоні інверсії, а потім у приземному шарі. Таким чином, один з варіантів розв'язання завдання оперативного прогнозу забруднень повітря безпосередньо пов'язаний з раннім виявленням температурних інверсій за особливостями вертикального профілю аерозолу.

Програмою робіт лідара було передбачене одержання вертикальних профілів коефіцієнта розсіювання на ЦПК (азимут 160°); над місцем розташування пункту аерологічного зондування (азимут 69°); над пунктом відбору проб аерозолу на мембранні фільтри (азимут 0°). Над ЦПК лідаром було виявлено до семи виражених аерозольних шарів різної щільності на висотах від 100 до 320 м. При азимуті зондування 9° лідаром виявлене вже тільки три шари, також розташованих вище рівні інверсії температури. При азимуті 0° виявлений тільки один – центр на висоті близько 200 м, що має слабо виражену внутрішню структуру. Таким чином, можна констатувати, що при видаленні від локального джерела забруднень аерозольна ситуація змінюється. Над джерелом забруднень велика кількість тонких аерозольних шарів, які в міру віддалення від джерела «замиваються», і на відстані близько 1600–2000 м утворюється один, але великий по товщині шар, розташований вище інверсійного. При цьому верхня границя аерозольного шару чітка, а нижня розмита, що свідчить про поступове опускання часток аерозолу в атмосферу міста. У такий спосіб встановлено, що найбільш інтенсивне забруднення атмосфери міста відбувається при наявності піднятих температурних інверсій на висотах 150–350 м. При цьому над джерелом забруднень спостерігаються різко виражені аерозольні шари до висоти близько 350 м, які до 2–3 годин ночі утворюють над містом один потужний аерозольний шар на висоті 150–200 м. У міру віддалення від джерела забруднень спостерігається поступове опускання нижньої границі цього аерозольного шару. У передранкові години він досягає поверхні землі й призводить до значного забруднення атмосфери міста. Протягом години після сходу сонця в міру руйнування температурних інверсій аерозольні шари зникають. Відзначимо, що при відсутності температурних інверсій аерозольні шари звичайно не спостерігаються, й атмосфера над містом помітно не забруднюється.

11.3 Використання деполяризації ехосигналу для селекції типів аерозолів

З теорії Мі випливає, що ансамбль часток, що складається із ідеальних сфер, при розсіюванні строго назад повинен зберігати стан поляризації, властивий пучку зондуючого випромінювання. Наприклад, якщо лазерне випромінювання лінійно поляризоване в будь-якій площині, то й зворотний пучок в напрямку 180° також буде поляризований в цій же площині. Можлива зміна стану поляризації за рахунок кінцевого значення кутових апертур приймача й передавача в системах лазерної локації, як правило, незначна через малість апертур. Деполяризація випромінювання, що спостерігається в експериментах, обумовлена відхиленням форми часток від сферичної. Якщо оптичні властивості аерозолу уздовж траси зондування залишаються незмінними, то такою ж повинна залишатися і деполяризація випромінювання, оскільки в цьому випадку відношення другого компонента вектора Стокса до першого залежить лише від відношення відповідних компонентів матриці розсіювання й не залежить від оптичної товщини. З рівняння локації в наближенні дворазового розсіювання випливає, що деполяризація зворотного випромінювання виражається так:

$$\delta_n(r) = \frac{\tau_\perp(r, f_{ih})}{1 + \tau_\parallel(r, f_{ih})}$$

де функції τ_\perp й τ_\parallel мають сенс деяких ефективних товщ (f_{ih} – елементи матриці розсіювання).

Якщо відсутні різкі градієнти оптичних властивостей аерозолу, то ці функції монотонно зростають, а деполяризація прагне до асимптотичного значення, рівного $\tau_\perp(r)/\tau_\parallel(r)$, тобто до деполяризації дворазово зворотного випромінювання. При наявності градієнта коефіцієнта розсіювання деполяризація може мати градієнт протилежного знака внаслідок перерозподілу відносних внесків першої й другої кратності розсіювання. Відбувається деяке відставання по фазі кросполяризованого компонента щодо паралельного. Відношення дворазового зворотного випромінювання до випромінювання більш високих кратностей залежить від безрозмірного параметра $\eta = \theta_n r \sigma / 2$. Чим він більший, тим раніше починає позначатися вплив кратностей вище двох. Тому щільні об'єкти, розташовані далеко від локатора, характеризуються швидким наростанням деполяризації аж до повної деполяризації випромінювання. Однак, це має місце тільки в тому випадку, якщо аерозоль представлений великими частками сферичної форми із значно

втягнутою індикатрисою або частками неправильної форми і сильно деполаризованим випромінюванням. Якщо аерозольний об'єкт складається із дрібних часток, то розсіювання обумовлене малократними компонентами, й деполаризація не досягає більших значень.

Розглянемо тепер деякі реалізації лазерно-локаційних сигналів, що ілюструють можливість використання деполаризації для інтерпретації результатів зондування. Ехосигнали, отримані при зондуванні атмосфери по трасі, близькій до вертикальної. Форма сигналу відбиває складну структуру міського серпанку. Через невелику геометричну товщину шарів оптична товща невелика, відстань до шарів і кут поля зору системи теж малі. Отже, розсіювання вищих кратностей не може зробити істотного внеску, якщо тільки аерозольні шари не представлені дуже великими частками. Це дозволяє припустити, що деполаризація обумовлена, в основному, однократним розсіюванням, а аерозоль у шарах підвищеного помутніння має інші оптичні властивості, ніж аерозоль у проміжках між шарами. Найбільш імовірним представляється припущення, що аерозоль у шарах підвищеного розсіювання більш обводнений, що збільшує сферичність часток і зменшує деполаризацію.

Представлені також сигнал і профіль деполаризації уздовж вертикальної траси. Хід кросполаризованого компонента й профілю деполаризації тут інший, ніж у попередньому випадку. Особливості паралельного компонента відтворюються кросполаризованим компонентом більш згладжено. Профіль деполаризації перебуває ніби в протифазі із сигналом, але з деякою затримкою. Така поведінка деполаризації поряд з малістю відстаней і кутових апертур свідчить про гнітючий вплив на деполаризацію розсіювання другої кратності [23]. Про це свідчать також відносно невеликі максимальні значення деполаризації. На кінці траси вже починають відіграти, певну роль розсіювання більш високих кратностей. Сукупність перерахованих ознак дозволяє припустити, що найбільш імовірний склад аерозолю – досить великі сферичні частки. Таким чином, аналіз поляризаційних характеристик ехосигналу в слабозамутненій атмосфері дає можливість виявляти області, у яких зосереджений аерозоль, що відрізняється за своєю природою від фонового.

12 РОЗРОБКА СПЕЦІАЛЬНИХ МЕТОДИК ДЛЯ ЛОКАЦІЇ І КОНТРОЛЮ ЗАБРУДНЕННЯ АТМОСФЕРИ АЕРОЗОЛЯМИ

12.1 Теоретична основа мультиспектрального і Раманівського розсіювання аерозолію

Лідарні дослідження мультиспектрального й Раманівського розсіювання аерозолію в цей час широко використовуються у вивченні турбулентної дифузії. Дослідження вертикального розподілу концентрації й мікрофізичних параметрів аерозолію має важливе значення для розв'язання проблем радіаційного балансу атмосфери, фізики й хімії аерозолію, а також процесів переносу забруднюючих речовин в атмосфері. Лідарне зондування може дати важливу інформацію в доповненні до контактних вимірювань, тому що дозволяє проводити тривалі безперервні виміри з великим просторовим і часовим інтервалом. Дані багатохвильових лідарних вимірів містять інформацію не тільки про просторовий розподіл аерозолію, але також і про його мікрофізичні параметри, таких як функція розподілу аерозольних часток по розмірах і показник заломлення речовини аерозолію.

Відомо, що включення в набір вихідних даних разом з коефіцієнтами зворотного розсіювання ще й коефіцієнтів ослаблення в значній мірі стабілізує одержувані розв'язки [13]. Коефіцієнти ослаблення можуть бути отримані в самі ж лідарних вимірах при прийманні сигналів комбінаційного розсіювання (КР) на одному з основних атмосферних газів, наприклад, на атмосферному азоті. Останнім часом розвиток техніки лідарного зондування привів до появи комбінованих лідарних сигналів, що поєднують приймання, КР із багатохвильовим зондуванням [14–17]. Серед них найбільший інтерес представляють порівняно прості системи, побудовані на основі Nd: YAG-лазерів з перетворенням частоти в другу і третю гармоніки (довжини хвиль 1064, 532 і 355 нм) [16, 17]. Тут можливі 5-ти хвильові виміри з використанням двох сигналів КР на атмосферному азоті (387 і 607 нм), або 4-хвильові виміри з використанням тільки одного каналу КР, наприклад, на 387 нм.

Розвиток експериментальної техніки зондування, у свою чергу, стимулював появу нових підходів до інтерпретації даних зондування, у яких пропонувалися ті або інші способи регуляризації розв'язків, що враховують специфіку такого завдання [18–20]. Жоден з підходів, що розвиваються, не використовував у явному виді апріорну інформацію про функцію розподілу аерозольних часток по розмірах, за винятком загальних міркувань про її гладкість. Більшість чисельних експериме-

нтів проведено з використанням одноmodalьних вихідних функцій розподілу, і для них отримана цілком задовільна якість відновлення аерозольних параметрів. У той же час для двоmodalьних розподілів результати не настільки переконливі. В [19, 21] чисельні експерименти для двоmodalьних розподілів наведені тільки з використанням набору з 8-ми довжин хвиль зондування, причому в [19] для відновлення використовувалися незашумлені вихідні сигнали зворотного розсіювання. Тим часом, добре відомо, що реальні аерозольні розподіли мають як мінімум дві оптично активні фракції: субмікронні, що включає, в основному, частки фотохімічного походження, і більш крупнодисперсну, яку утворюють частки ґрунтового походження, великі сольові частки і т. д.

На відміну від [18–20] для одержання розв'язків, що відповідають реально спостережуваним розподілам, пропонується в явному вигляді враховувати апріорну інформацію про функцію розподілу атмосферного аерозоллю. Апріорна функція розподілу вибирається у вигляді гістограми, що задається в параметричному вигляді. Низка параметрів визначається на основі статистичного аналізу деякого представницького набору експериментальних функцій розподілу, отриманих шляхом контактних вимірів, інші параметри є вільними. Використовується двоступінчаста схема відновлення функції розподілу [22]: на першому етапі підбираються вільні параметри заданої апріорної функції розподілу, а на другому – визначаються виправлення до неї із застосуванням регуляризації розв'язання за Тихоновим. Для дослідження можливостей розглянутої схеми обігу проводиться великий цикл чисельного моделювання. При цьому в чисельних експериментах у якості вихідних даних беруться не коефіцієнти ослаблення й зворотного розсіювання, а лідарні сигнали, після чого проводиться спільне розв'язання системи лідарних рівнянь і розрахунок оптичних даних зондування ітераційним методом.

Поширюючись по атмосферній трасі зондування, лазерний імпульс поглинається й розсіюється на молекулах і аерозолях атмосфери. Частина випромінювання, розсіяного атмосферою назад у напрямку лідарної системи, може бути зібрана й сфокусована за допомогою прийомної апаратури на фотодетектор, який перетворює її в електричний сигнал, пропорційний падаючому світловому потоку. При цьому відстань до будь-якого об'єму, що розсіює, на трасі зондування однозначно визначається за значенням тимчасового інтервалу з моменту послілки лазерного імпульсу, оскільки світло поширюється з відомою швидкістю. А інтенсивність прийнятого сигналу в кожний конкретний момент часу залежить як від властивостей конкретного об'єму, що розсіює, атмосфери, так і від характеристик усієї атмосферної траси зон-

дування на подвійному шляху від лідара до об'єму, що розсіює, і назад.

Лідарне рівняння, що зв'язує вимірювані сигнали на довжині хвилі λk ($k = 1, \dots, N\lambda$) з оптичними параметрами атмосфери, має такий вигляд:

$$F(\lambda_k, z) = (\beta_a(\lambda_k, z) + \beta_m(\lambda_k, z)) \exp \left[-2 \int_0^z ((\sigma_a(\lambda_k, z') + \sigma_m(\lambda_k, z'))) dz' \right], \quad (12.1)$$

де $F(\lambda k, z) = A(\lambda k) P(\lambda k, z) z^2$; $A(\lambda k)$ – апаратна константа; z – відстань уздовж траси лідара; $P(\lambda, z)$ – потужність сигналу лідара; $\beta_a(\lambda, z)$ і $\beta_m(\lambda, z)$ – коефіцієнти аерозольного й молекулярного зворотного розсіювання; $\sigma_a(\lambda, z)$ і $\sigma_m(\lambda, z)$ – коефіцієнти ослаблення для аерозольного й молекулярного розсіювання.

Оптичні коефіцієнти зворотного розсіювання й ослаблення зв'язані лідарним відношенням:

$$\beta_a(\lambda, z) = \theta_a(\lambda, z) \sigma_a(\lambda, z);$$

$$\beta_m(\lambda, z) = \theta_{m\sigma m}(\lambda, z);$$

де $\theta_a(\lambda, z)$ і θ_m – лідарні характеристики для аерозольного й молекулярного типів розсіювання.

У цій роботі зручніше представити лідарне рівняння в такому вигляді:

$$\ln \frac{F(\lambda_R, z_1)}{F(\lambda_R, z_2)} = \ln \frac{N(z_1)}{N(z_2)} - \int_{z_1}^{z_2} (\sigma_a(\lambda_1, z') + \sigma_a(\lambda_R, z') + \sigma_m(\lambda_1, z') + \sigma_m(\lambda_R, z')) dz', \quad (12.2)$$

де $\sigma_a(\lambda_1, z)$ і $\sigma_m(\lambda_1, z)$ – аерозольний і Релеєвський коефіцієнти ослаблення на лазерній довжині хвилі λ_1 , що узгодиться з відходом довжини хвилі при Раманівському розсіюванні; $\sigma_a(\lambda_R, z)$ і $\sigma_m(\lambda_R, z)$ – те ж для переміщеної Раманівської довжини хвилі λ_R .

Розсіювання оптичних хвиль в атмосфері суттєво залежить від просторових і тимчасових варіацій макроскопічних часток речовини, зважених у повітрі.

Теорія розсіювання електромагнітних хвиль аерозольними частками в наближенні діелектричних сфер (теорія Мі) докладно викладена в монографіях [5, 6]. На її основі можна одержати вирази величин β_a і σ_a для аерозольних коефіцієнтів зворотного розсіювання й ослаблення, інтегрально пов'язаних з функцією розсіювання аерозолі $f(r)$:

$$\beta_a(\lambda, z) = \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \pi r^2 K_{bsc}(\lambda, r, z) f(r, z) dr,$$

$$\sigma_a(\lambda, z) = \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \pi r^2 K_{ext}(\lambda, r, z) f(r, z) dr, \quad (12.3)$$

де $K_{bsc}(\lambda, r, z)$ і $K_{ext}(\lambda, r, z)$ – оптичні фактори зворотного розсіювання й ослаблення.

З (12.2) може бути отримана тільки сума коефіцієнтів ослаблення для вихідної лазерної й Раманівської довжин хвиль λ_l і λ_R . Таким чином, для Раманівського сигналу буде просте рівняння:

$$\sigma_a(\lambda_1, z) + \sigma_a(\lambda_R, z) =$$

$$= \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \pi r^2 (K_{ext}(\lambda_1, r, z) + K_{ext}(\lambda_R, r, z)) f(r, z) dr \quad (12.4)$$

12.2 Обробка мультиспектрального і Раманівського лідарних вимірів

Завдання обробки багатохвильового й Раманівського лідарних вимірів полягає в наступному: вивести параметри функції розподілу $f(r, z)$ з лідарних сигналів $F(\lambda_k, z)$, ($k = 1, \dots, N\lambda$) і $F(\lambda_R, z)$ з використанням базових співвідношень (12.1)–(12.4). Завдання вирішується за допомогою спільних розв'язків лідарних рівнянь (12.1), (12.2), оптичних характеристик, що зв'язують сигнали аерозолі й системи лінійних інтегральних рівнянь (12.3), (12.4), оптичних характеристики, що зв'язують, аерозолі з функцією розподілу аерозольних часток за розмірами.

Щільність атмосфери як функції відстані уздовж траси зондування апріорно вважається відомою, що дозволяє обчислити молекулярні оптичні коефіцієнти $\beta_m(z)$ і $\sigma_m(z)$. Такою ж апріорною інформацією вважається припущення про сферичність часток аерозолі. У цьому випадку фактори $K_{bsc}(\lambda, r, z)$ і $K_{ext}(\lambda, r, z)$ можуть бути розраховані відповідно до теорії Мі, якщо відомий вертикальний профіль загального показника заломлення аерозольної речовини $m(h)$.

Для коректної оцінки пропускання лазерного випромінювання атмосферою необхідно мати інформацію про фізичні й оптичні моделі атмосфери. Найбільш повною й зручною для розв'язання завдань дистанційного зондування є фізична модель атмосфери [14–24], розроблена в Інституті оптики атмосфери. У ній, крім профілів температури, тиску, концентрації H_2O і O_3 для різних кліматичних зон, утримується

інформація про висотний розподіл CO_2 , CO , CH_4 , N_2O , NO , NO_2 , а також відомості про їхні стандартні відхилення для різних висот.

Використання моделі, очевидно, є найбільш перспективним для розв'язання завдань чисельного моделювання дистанційного лазерного зондування, оцінки пропускання атмосфери, розв'язання зворотних завдань оптики атмосфери й ін., коли потрібні знання про розподіл температури й газових компонентів атмосфери.

Для кількісної оцінки пропускання атмосфери для лазерних джерел необхідно мати дані про коефіцієнти аерозольного ослаблення, молекулярного розсіювання й резонансного молекулярного поглинання.

Найбільш широко використовуваною є оптична модель атмосфери Мак-Клатчі [7–15], що містить відомості про аерозольні й молекулярні коефіцієнти розсіювання й поглинання для досить великого набору довжин хвиль лазерного випромінювання від 0,3371 до 337 мкм і п'яти сезонних і широтних зон: тропічної, літньої й зимової середньширотних, літньої й зимової арктичних. Подальшим удосконаленням моделі Мак-Клатчі є модель, створена для розрахунків пропускання атмосфери в діапазоні довжин хвиль від 0,2 до 40 мкм, в інтервалі висот від 0 до 100 км. Ця модель охоплює велику кількість атмосферних ситуацій: у ній дані відомості для висот 50, 23, 10, 5, 2 км і значень відносної вологості 0, 70, 80, 99 %, використані континентальна, морська, тропосферна й міська моделі аерозолю. Розподіл часток по розмірах відповідає суперпозиції двох нормальних розподілів, що представляють субмікронну фракцію фотохімічного походження й дрібнодисперсну фракцію пилового походження (див. нижче вибір апріорної функції $g(r, \gamma)$).

На відміну від моделі Мак-Клатчі, модель, розроблена в Інституті оптики атмосфери, спеціально призначена для цілей моделювання лідарних вимірів і тому має менш універсальний характер. У ній у якості вихідного матеріалу обрані результати численних експериментів з визначення мікрофізичних характеристик аерозолю для довжин хвиль 0,3...15 мкм і інтервалу висот від 0 до 30 км. Відповідні дані потім усереднювались, і на базі середніх мікрофізичних величин розраховувалися оптичні характеристики. Перевагою моделі [10–15] є те, що вона містить дані про лідарні відношення, що визначає сигнал зворотного розсіювання, недоліком – усі дані наведені тільки для континентального аерозолю. Цей недолік усунутий у наступному варіанті оптичної моделі аерозолю [11], де наведені дані вже для декількох типів аерозолів (фонового, міського, морського і т. д.). Ця модель досить зручна для чисельних оцінок лідарного зондування атмосфери.

З наявних моделей можна вибрати моделі аерозолів з показником заломлення, що узгодяться з розмірами часток, і в цьому випадку $m = m(h, r)$. Надалі розглядається два різні підходи в застосуванні моделей аерозолію. У першому випадку модель аерозолію може бути відома заздалегідь і зафіксована. У другому – характеристики аерозолію обчислюються за допомогою рівнянь (12.1)–(12.4) і модель аерозолію вибирається з різних можливих моделей.

Оскільки експериментальна інформація обмежена, береться груба оцінка просторового розподілу $f(r)$ для областей, де цей розподіл достатньо стабільний. Таким чином, траса лідара ділиться на кілька інтервалів (z_j, z_{j+1}) , в основному від сотень метрів до кілометра в довжину. В середині інтервалу показник заломлення $m(h)$ береться постійним, і параметри функції розподілу представляються як $f(r, z) = C(z)f(r)$. Це означає, що тип спектра часток аерозолію $f(r)$ сам не міняється усередині інтервалу, але концентрація часток може змінюватись.

Для одержання більш точного розв'язання розроблений чисельний алгоритм. Алгоритм складається із двох частин, перша з яких попередня. Вона включає визначення каліброваної точки, для якої коефіцієнт зворотного розсіювання вважається відомим за обраною моделлю аерозолію. Потім для кожної довжини хвилі лазера розв'язується лідарне рівняння. Вид лідарного рівняння, необхідний для цих обчислень, вибирається заздалегідь на базі будь-якої оптичної моделі атмосфери. Це дозволяє одержати оцінку середньої величини коефіцієнтів зворотного розсіювання для системи обраних інтервалів (z_j, z_{j+1}) . На другій стадії для тих інтервалів, де відношення аерозольних до Релеєвських коефіцієнтів зворотного розсіювання більше, ніж деяка критична величина, визначення $f(r)$ здійснюється за допомогою спеціального ітераційного алгоритму, детально розібраного нижче. На кожному кроці ітерації зворотне завдання (12.2) вирішується разом з розв'язанням лідарного рівняння для кожного інтервалу. Початковий набір даних – це набір середніх оптичних коефіцієнтів зворотного розсіювання $\langle \beta_a(\lambda, z) \rangle^{(k)}$ на довжинах хвиль лазера й середніх коефіцієнтів ослаблення $\langle \sigma_a(\lambda_1, z) + \sigma_a(\lambda R, z) \rangle$ на Раманівській довжині хвилі, відповідній інтервалу відстані (z_j, z_{j+1}) і для k -го кроку повторення.

Для числового розв'язання $f(r)$ представляється у вигляді гістограми $f(r_i)$, $(i = 1, \dots, n)$, і інтегральні рівняння (12.3), (12.4) трансформуються в алгебраїчну форму:

$$\beta_{ak} = \sum_{i=1}^n B_{ki} f_i ; \quad (12.5)$$

$$\sigma_{ak} = \sum_{i=1}^n C_{ki} f_i ; \quad (12.6)$$

$$\sigma_{a1} + \sigma_{aR} = \sum_{i=1}^n (C_{1i} + C_{Ri}) f_i , \quad (12.7)$$

де індекс k привласнюється якій-небудь довжині хвилі з набору N_λ довжин хвиль; n – число окремих одиниць гістограми, що представляє розподіл розмірів функції розсіювання $f(r)$.

Матриці величин B_{ki} , C_{ki} і C_{kr} попередньо обчислюються за формулою з теорії Мі для обраного типу моделі аерозолу. У свою чергу, модель аерозолу визначається набором показників заломлення як функцій радіуса часток $m(r)$.

По розрахунках по формулах Мі функція $f(r)$ визначається в проміжній точці інтервалів між $(r_{i-1} + r_i) / 2$ і $(r_i + r_{i+1}) / 2$ по параболі, що проходить через точки (f_{i-1}, r_{i-1}) , (f_i, r_i) , (f_{i+1}, r_{i+1}) .

Значення r_i вибирається усередині інтервалу обчислених значень радіусів ($0.037 \mu m < r_i < 2.2 \mu m$), який звичайно містить більшу частину часток тропосферного аерозолу. Для стратосферного аерозолу або для аерозолу від штучних джерел область функцій $f(r_i)$ може бути обрана заздалегідь.

Для показу чисельних обчислень потрібно зобразити чисельні гістограми в n точках, не менш, чим $n = 8$, при обчисленні оптичних коефіцієнтів для розмірів часток спостережуваного тропосферного аерозолу. Іншими словами, результати обчислень мають строго відповідати обраній функції $f(r)$ представленої точками гістограми. Взагалі, у цій роботі взяте $n = 8$ колонок і точки r_i обрані рівноцінно за логарифмічною шкалою. Для стратосферного аерозолу з більш вузьким розподілом розмірів аерозольних часток число колонок гістограми n може бути менше, ніж $n = 8$.

12.3 Методика мультиспектрального лідарного зондування

Для багатохвильового лідарного зондування використовується, як правило, від 3 до 7 лазерних довжин хвиль. Таким чином, розглянута проблема обмежена й широка варіація розв'язків $f(r, z)$ може відбуватися в певних границях, обумовлених помилками лідарних вимірів. Тому для одержання надійного розв'язку необхідно використовувати деяку апіорну інформацію.

Насамперед, розв'язання вибирається поблизу деякої апіорної аналітичної функції $g(r, \gamma)$, що залежить від параметрів γ . Число параметрів береться мінімальним, один або два. Аналітична форма фун-

кції $g(r, \gamma)$ і область допустимих значень γ визначається на базі відомих експериментальних даних за розмірами часток аерозолів з функції розподілу в атмосфері.

Таким чином, у дискретній формі $f(r, z)$ представляється в такому вигляді:

$$f_i(z) = g(r_i, \gamma(z)) + s_i(z), \quad (12.8)$$

де $s(z)$ – доповнення до апіорної функції, значно мале у порівнянні з $g(r_i, \gamma(z))$.

Вираз (12.8) дозволяє реалізувати процедуру регуляризації розв'язків для $f(r)$, що наближаються до реальних значень спектра.

При цьому апіорна функція $g(r, \gamma(z))$ визначається аналітичним виразом. Використовуються два різні типи апіорних функцій. Для тропосферного аерозолію використовується функція трьох параметрів, яка складається із двох окремих частин. Одна частина представляє сукупну аерозольну фракцію фотохімічного походження, а інша частина представляє пилеподібну фракцію, в основному, що складається із часток землі для континентального аерозолію й часток солі для морського аерозолію.

Аналітична вираз для першої частини представляється у вигляді:

$$\ln g(r_i, \gamma_j) = \gamma_3 + (c_i + b_i \gamma_1)(\ln r_i - \ln r_5), \quad i = 1 - 5. \quad (12.9)$$

де коефіцієнти c_3, c_5, b_5, b_3 - відповідно: $c_3 = c_5 = b_5 = 0, b_3 = 1$. Таким чином, вільні параметри $\gamma_3 = \ln g(r_5, \gamma_1)$, $\gamma_1 = v_{35} = (\ln g(r_3, \gamma_1) - \ln g(r_5, \gamma_1)) / (\ln r_3 - \ln r_5)$. Крім того, з (12.9) випливає, що v_{15}, v_{25} і v_{45} пов'язані з v_{35} рівнянням лінійної регресії (обігу):

$$v_{i5} = c_i + b_i v_{35} \quad (i = 1, 2, 4). \quad (12.10)$$

Отже, коефіцієнти b_i, c_i ($i = 1, 2, 4$) можуть бути визначені з регресивного аналізу емпіричної функції розподілу аерозолію. Подібним же чином, інша частина функції представляється у вигляді:

$$\ln g(r_i, \gamma_j) = \gamma_3 + (c_i + b_i \gamma_2)(\ln r_i - \ln r_5), \quad i = 6 - 8, \quad (12.11)$$

де $c_7 = 0, b_7 = 1$ і $\gamma_2 = v_{75} = (\ln g(r_7, \gamma_2) - \ln g(r_5, \gamma_2)) / (\ln r_7 - \ln r_5)$. Коефіцієнти b_i, c_i ($i = 6, 8$) визначаються також з експериментальних даних.

З вищесказаного випливає, що можливі два види алгоритмів: з фіксованою і зі змінюваною моделлю аерозолію.

Розглянемо першу модель. На першому етапі виконання розв'язків (12.3), (12.4) визначаються оптимальні параметри γ апіорної функції $g(r, \gamma)$. Це проблема дво- або тривимірної змушеної мінімізації функції $T(\gamma)$ з обмеженнями, показаними вище, де $T(\gamma)$ представляється у вигляді

$$T(\gamma) = \sum_{k=1}^{N_\lambda} (\beta_{ak} - \sum_{i=1}^n B_{ki} g(r_i, \gamma))^2 v_k^2 + (\sigma_{a1} + \sigma_{aR} - \sum_{i=1}^n (C_{li} + C_{Ri}) g(r_i, \gamma))^2 v_R^2, \quad (12.12)$$

де v_k, v_R – коефіцієнти, величини яких обернено пропорційні експериментальним помилкам багатохвильових сигналів на довжинах хвиль k і для них Раманівських компонентів відповідно.

Другий етап розв'язання (12.3), (12.4) – знаходять функцію $s(r_i)$ із системи алгебраїчних рівнянь для коефіцієнтів зворотного розсіювання β_{ak} і коефіцієнтів ослаблення $\sigma_{a1}(z) + \sigma_{aR}(z)$:

$$\beta_{ak}^* = \sum_{i=1}^n B_{ki} s_i; \quad (12.13)$$

$$\sigma_{a1}^* + \sigma_{aR}^* = \sum_{i=1}^n (C_{li} + C_{Ri}) s_i, \quad (12.14)$$

де

$$\beta_{ak}^* = \beta_{ak} - \sum_{i=1}^n B_{ki} g_i(\gamma_0);$$

$$\sigma_{a1}^* + \sigma_{aR}^* = \sigma_{a1} + \sigma_{aR} - \sum_{i=1}^n (C_{li} + C_{Ri}) g_i(\gamma_0)$$

і γ_0 визначаються на першому етапі.

Для одержання стійкого розв'язання для $s(r_i)$ повинні бути введені деякі регуляризаційні процедури. У запропонованій методиці регуляризаційна процедура базується на положеннях про мінімізацію й «гладкість» функції $s(r_i)$. Це означає, що має мінімум не тільки функція $s(r_i)$, але і її перша $s'(r_i)$ і друга $s''(r_i)$ похідні. Крім того, усі розв'язки $f(r_i)$ повинні бути позитивними. Таким чином, формула регуляризації представляється в такому вигляді:

$$T_\alpha(s_i) = \sum_{k=1}^{N_\lambda} \left[\beta_{ak}^* - \sum_{i=1}^n B_{ki} s_i \right]^2 v_k^2 + \left[\sigma_{a1}^* + \sigma_{aR}^* - \sum_{i=1}^n (C_{li} + C_{Ri}) s_i \right]^2 v_R^2 \quad (12.15)$$

$$+ \alpha \sum_{i=1}^n \left[a_0 s_i^2 w_i^2 + a_1 (s_i - s_{i-1})^2 + a_2 (s_{i-1} - 2s_i + s_{i+1})^2 \right] + Q_\mu(s_i + g(r_i, \gamma_0)).$$

У виразі (12.15) величина β_{ak}^* і $(\sigma_{al}^*(z) + \sigma_{ar}^*(z))$ перебуває на першому етапі алгоритму. Величини s_0 і s_{n+1} у виразі (12.15) встановлюються рівними 0. Компоненти v_k і w_i – вагарні коефіцієнти. Коефіцієнти a_0, a_1 і a_2 – масштабні фактори. Параметр α – регуляризаційний параметр. В міру мінімізації рівняння (12.14) величина α залишається постійною.

Перші два, що складають (12.15), представляють квадрати різниці між експериментальною й теоретичною величинами коефіцієнтів зворотного розсіювання (ослаблення). Величина цього виразу після закінчення мінімізації представляється як залишок δ .

Третій і четвертий доданки дають результат нормальності й «гладкості» функції s_i .

Параметр регуляризації α визначає відносини між двома першими, що складаються, показаними вище в (12.15).

Функціонал $Q_\mu(s_i + g(r_i, \gamma_0))$ використовується для запобігання появи негативного компонента s_i протягом процесу мінімізації й представляється у вигляді:

$$Q_\mu(s_i + g(r_i, \gamma_0)) = \mu \sum_{i=1}^n [s_i + g(r_i, \gamma_0) - \theta]^2 \zeta_i, \quad (12.16)$$

де θ – невелика позитивна константа; $\zeta_i = 0$ при $s_i > \theta$ і $\zeta_i = 1$ при $s_i = \theta$; μ – параметр, який спеціально зв'язує функціонал $Q_\mu(s_i + g(r_i, \gamma_0))$ із загальним функціоналом $T\alpha(s_i)$.

Необхідна функція s_i визначається мінімізацією функціонала $T\alpha(s_i)$. Проблема полягає у виборі величини параметра регуляризації α . Шляхом варіації α можуть бути отримані різні значення $f(r) = s(r) + g(r, \gamma)$. При невеликій величині α функція $f(r)$ може сильно відрізнятись від апріорної функції й бути не гладкою, але добре узгоджуватися з експериментальною величиною β_{ak} і $(\sigma_{al}(z) + \sigma_{ar}(z))$ (різниця δ невелика). Навпаки, при великій α функція $f(r)$ гладка й узгоджується з апріорною функцією, але різниця, як правило, велика.

Мінімізація функціонала $T(s_i)$ при фіксованому параметрі α здійснюється прямою мінімізацією (12.13) з використанням будь-якого методу змушеної нелінійної оптимізації. Нелінійність пов'язана із присутністю функціонала $Q_\mu(s_i + g(r_i, \gamma_0))$, що не є квадратною функцією s_i по всій області варіювання s_i від $-\infty$ до $+\infty$.

З метою одержання більш точного розв'язання, який може бути скоординований з відомими експериментальними даними, введемо критерій гладкості функції $f(r)$. Ступінь гладкості G для функції $f(r)$ визначається як:

$$G = (\max \gamma_i),$$

де $\gamma_i = \max(f_{i+1}/f_i, f_i/f_{i+1})$, $i = 2, 3, \dots, n - 2$.

Таким чином, граничні відношення f_2/f_1 і f_n/f_{n-1} виключаються з розгляду.

Зменшення величини G стосовно максимальної приводить до більш гладких функцій. Критерій вибору досить простий: задовольняти інтуїтивній ідеї гладкості функції й бути порівняним з експериментальними даними $f(r)$.

Перед початком мінімізації функціонала (12.15) повинні бути визначені гладкість G і різниця δ : $G = G_0$, $\delta = \delta_0$. Потім впливає серія мінімізацій за рахунок зміни величини α із заданим кроком. З отриманої послідовності розв'язків враховуються тільки ті розв'язки, для яких $G \leq G_0$. Після цього серед них вибираються розв'язки, для яких величина різниці δ найбільш близька до δ_0 .

Шляхом варіації параметрів G і δ можна одержати розв'язки, що задовольняють різні критерії. Точні, але не гладкі розв'язки можуть бути отримані шляхом збільшення G і зменшення δ . З іншого боку, зменшуючи G і збільшуючи δ можна одержати більш гладкі, але, що менш узгодяться з експериментальними даними розв'язання.

Розглянемо більш складний варіант алгоритму регуляризації, де модель аерозолю може змінюватися разом зі спектром аерозолю. У цьому випадку число моделей вважається як апріорно можливим. По суті, набір матриць B_{ki} , C_{ki} і C_{kr} для кожної моделі вибирається попередньо. Вибір між моделями може бути зроблений за критерієм мінімуму серед різниць δ , отриманих при мінімізації функціонала (12.15) з фіксованою величиною параметра α .

Вибирається така стратегія алгоритму розв'язання. Спочатку береться більша величина $\alpha = \alpha_0$ і вибирається оптимальна модель. Потім алгоритм починає роботу, використовуючи фіксовану обрану модель аерозолю. Після закінчення береться скінченна величина $\alpha = \alpha_f$ і процес вибору оптимальної моделі повторюється для $\alpha = \alpha_f$. Якщо відбрана модель така ж, як і попередня, алгоритм припиняє роботу.

12.4 Алгоритми обчислення функції розподілу часток аерозолю по розмірах, рахункової й масової концентрації аерозолю

Перед початком процесу відбувається калібрування сигналу лідара за профілем коефіцієнтів зворотного розсіювання, отриманих у результаті зондування (або порівняння сигналів лідара за коефіцієнтами зворотного розсіювання).

Порівняння сигналів лідара відбувається з використанням обраної точки, у якій коефіцієнти зворотного розсіювання вважаються відомими. Потім розв'язання лідарного рівняння послідовно переноситься від обраної точки на інші частини траси лідара. Цей шлях розв'язання

надійний крім тих інтервалів лідарної траси, де проблема зворотного розсіювання не може бути вирішена через невелику величину сигналів зворотного розсіювання або великої величини помилок при розв'язанні лідарного рівняння. У цьому випадку в таких частинах лідарної траси використовується інший алгоритм розв'язання лідарного рівняння. Таким чином, програма обробки даних включає попередню стадію.

12.4.1 Процедура калібрування сигналів лідара

1-й тип калібрування (пряма калібрування). Вибір каліброваної точки важливий для цілей обробки лідарних даних. Ця точка може бути взята на різних висотах у різних точках, отриманих в результаті зондування сигналу зворотного розсіювання в атмосфері. Звичайно опорна точка вибирається на великій висоті, де коефіцієнти зворотного розсіювання аерозолію малі в порівнянні з коефіцієнтами Релеївського розсіювання, тому вони або вважаються рівними 0, або обираються згідно з деякою моделлю атмосферного аерозолію. У цьому випадку $\beta(Z_r) = \beta_m(Z_r)$. Величина $\beta_m(Z_r)$ обчислюється з моделі атмосферного аерозолію. На ділянці стратосфери калібрована точка вибирається вище рівня аерозолію стратосфери. По досягненню верхньої тропосфери калібрована точка вибирається під тропопаузою, де звичайно спостерігається мала величина змісту аерозолію. Для нижньої тропосферної стадії калібрована точка може бути обрана вище границі перемішування.

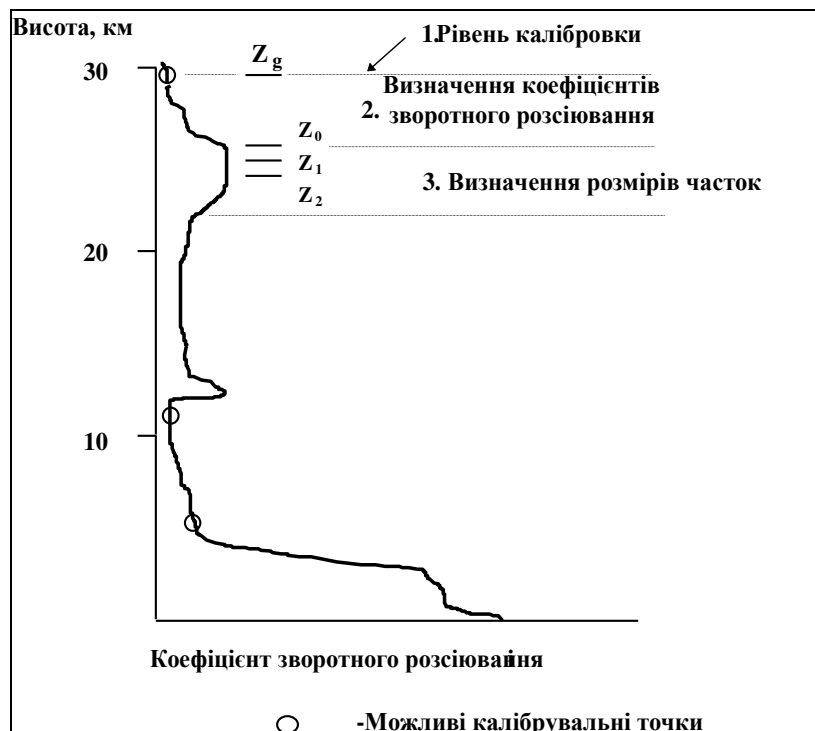


Рисунок 12.1 – Вибір каліброваної точки (2-й тип калібрування)

Інша ситуація, коли 1-й тип калібрування неможливий, може мати місце, коли великий вміст аерозолі спостерігається на всіх висотах. У таких ситуаціях калібрування може бути виконано на базі попередніх калібрувань за 1-м типом. У цій ситуації необхідно провести вимірювання прозорості атмосфери $T(0, z)$, де

$$T(0, z) = \exp \left[- \int_0^z ((\sigma_a(\lambda, z') + \sigma_m(\lambda, z')) dz' \right]. \quad (12.17)$$

Лідарні вимірювання прозорості проводяться за допомогою методу лідарного зондування по похилій трасі.

Наступні рівняння ілюструють процедуру калібрування.

Для більш раннього калібрування за 1-м типом в точці z_{g1}

$$F(z_{g1}) = \beta_m(z_{g1}) T^2(0, z_{g1}). \quad (12.18)$$

Для наступного калібрування в точці z_0 , обраної в якості опорної:

$$F_N(z_g) = \beta(z_g) T^2(0, z_g). \quad (12.19)$$

З (13), (14) випливає

$$\beta(z_g) = F_N(z_g) \beta_m(z_{g1}) T^2(0, z_{g1}) / (F(z_{g1}) T^2(0, z_g)). \quad (12.20)$$

Це означає, що опорна величина $\beta(z_g)$ може бути отримана за допомогою даних попереднього калібрування за 1-м типом з використанням даних про прозорість атмосфери в момент обох каліброваних процедур.

3-й тип калібрування. Відомо, що грубе наближення величини $T^2(0, z_g)$ може бути взяте з оптичної моделі атмосфери. Такий шлях калібрування може використовуватися тільки як додатковий стосовно методу лідарного зондування.

12.4.2 Математична обробка мультиспектральних лідарних сигналів

Обробка сигналу виконується на базі обраної оптичної моделі атмосфери. Обчислення параметрів функції розподілу не проводиться. Апріорна інформація використовується в лідарному відношенні для профілів висоти аерозольного розсіювання $\theta_a(z) = \beta_m(z \cos \phi) / \sigma_m(z \cos \phi)$, де ϕ кут траси зондування над обрієм. Величина $\beta_m(h)$ і $\sigma_m(h)$ (де h – це висота) на довжині хвилі зондування

береться з оптичної моделі атмосфери. Крім того, апріорно використовується профіль коефіцієнта молекулярного розсіювання $\sigma_m(z)$. Розв'язання лідарного рівняння $\beta_m(z)$ може бути показано у вигляді

$$\beta_a(z) = -\sigma_m(z) \theta_m + \beta(z_g) \frac{F(z)}{F(z_g)} T_m^2(z, z_g) T_a^2(z, z_g), \quad (12.21)$$

де

$$T_m^2(z, z_g) = \exp \left[-2 \int_z^{z_g} \sigma_m(z') dz' \right];$$

$$T_a^2(z, z_g) = \frac{\exp \left[2 \int_z^{z_g} \theta_a(z')^{-1} \theta_m \sigma_m(z') dz' \right]}{1 + 2 \int_z^{z_g} F^+(z') \theta_a(z')^{-1} dz'};$$

$$F^+(z) = \frac{F(z) \beta(z_g)}{F(z_g)} \exp \left[-2 \int_z^{z_g} \sigma_m(z') (1 - \theta_a(z')^{-1} \theta_m) dz' \right].$$

З (12.20) можна бачити, що розв'язання рівняння (12.21) дозволяє визначати аерозольне ослаблення через величину фактора $T_a^2(z, z_g)$. Зазначимо, що розв'язання (12.21) – це строге розв'язання лідарного рівняння.

Оцінка відносної помилки $\beta_a(z)$ виконується й записується в аналітичному вигляді:

$$\varepsilon_{\beta_a} = \frac{1}{\beta - \beta_a} \sqrt{(\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2 + \varepsilon_3^2) \beta^2 + \varepsilon_4^2}, \quad (12.22)$$

де $\varepsilon_1 = K_1 \varepsilon_F$ (ε_F – відносна помилка для відношення лідарних сигналів $F(z) / F(z_g)$); $\varepsilon_2 = K_2 \varepsilon_{\beta(z_g)}$ ($\varepsilon_{\beta(z_g)}$ – відносна помилка для $\beta(z_g)$); $\varepsilon_3 = K_3 \varepsilon_{\theta_a}$ (ε_{θ_a} – відносна помилка для $\theta_a(z)$); $\varepsilon_4 = K_4 \varepsilon_{\sigma_m}$ (ε_{σ_m} – відносна помилка для молекулярного коефіцієнта зворотного розсіювання).

Аналітична оцінка коефіцієнтів пропорційності $K_1 - K_4$ в роботі не наводиться через їхню громіздкість. Значення цих коефіцієнтів чисельно визначають під час обробки даних і вносять у результуюче значення ε_{β_a} .

12.4.3 Відновлення функції розподілу часток аерозолію за розмірами

Перед початком обчислень повинна бути визначена система інтервалів усередині граничних точок Z_j ($j = 1, \dots, N_{int}$), де $N_{int} - 1$ – номери інтервалів відновлення параметрів функції розподілу. Усі точки беруться по одну сторону від z_g , тоді $Z_j < z_g$.

Попередній етап обчислень дає коефіцієнт зворотного розсіювання аерозолію $\beta_a(\lambda, z)$. Потім може бути знайдена середня величина $\langle \beta_a(\lambda, z) \rangle$ для якого-небудь інтервалу (Z_{j-1}, Z_j) .

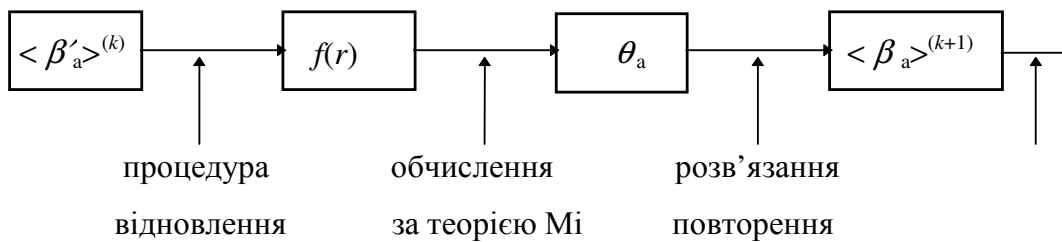
Крім того, за результатами розв'язання (12.2) визначається середня величина коефіцієнтів ослаблення для Раманівського сигналу $\langle \sigma_a(\lambda_R, z) + \sigma_a(\lambda_1, z) \rangle$ на інтервалі (z_1, z_2) :

$$\langle \sigma_a(\lambda_R, z) + \sigma_a(\lambda_1, z) \rangle = \Delta z^{-1} \left(-\ln \frac{F(\lambda_R, z_2)}{F(\lambda_R, z_1)} + \ln \frac{N(z_2)}{N(z_1)} - \int_{z_1}^{z_2} (\sigma_m(\lambda_1, z') + \sigma_m(\lambda_R, z')) dz' \right). \quad (12.23)$$

Алгоритм відновлення вступає в дію, якщо відношення $\langle \beta_a(\lambda, z) \rangle / \langle \beta_m(\lambda, z) \rangle$ для всіх довжин хвиль зондування більше, ніж критерій C_{cr} .

Таким чином, критерій C_{cr} застосовується для серії інтервалів (Z_{j-1}, Z_j) , де $j = N_{int}, N_{int} - 1, \dots, 2$. Якщо для будь-якого інтервалу (Z_{j0-1}, Z_{j0}) критерій задовільний, стартує алгоритм відновлення. Для розглянутої послідовності можна ввести позначення $Z_0 \equiv Z_{j0-1}$, $Z_1 \equiv Z_{j0}$, і $\langle \beta'_a(\lambda, z) \rangle^{(k)}$ і для послідовності набору оптичних параметрів $\{ \langle \beta_a(\lambda, z) \rangle^{(k)}, \langle \sigma_a(\lambda_R, z) + \sigma_a(\lambda_1, z) \rangle \}$.

Алгоритм відновлення – ітераційна процедура, яка складається з таких кроків кожної ітерації:



Для першої ітерації $\langle \beta_a(\lambda, z) \rangle^{(1)}$ обчислюється з рівняння

$$\langle \beta_a \rangle = (z_1 - z_0)^{-1} \int_{z_0}^{z_1} \hat{F}(z) \exp [2\tau_m(z)] dz - \tau_m(z_1) \theta_m, \quad (12.24)$$

де
$$\tau_m(z) = \int_{z_0}^z \sigma_m(z') dz';$$

$$\hat{F}(z) = \frac{F(z) \beta(z_g)}{F(z_g) T^2(z_g, z_0)}.$$

$T(z_g, z_0)$ – прозорість атмосфери уздовж ділянки (z_g, z_0) , обчислена на попередньому етапі процесу.

Рівняння (12.24) – наближення, яке виходить із (12.1), коли $\sigma_a(z)$ в експонентному виразі можна знехтувати.

Для наступної ітерації $\langle \beta_a(\lambda, z) \rangle^{(k)}$ обчислюється в такий спосіб

$$\langle \beta_a \rangle = (z_1 - z_0)^{-1} \int_{z_0}^{z_1} \beta_a(z) dz,$$

розв'язання (12.16) використовується у визначенні $\beta_a(z)$:

$$\beta_a(z) = -\sigma_m(z) \theta_m + \frac{\hat{F}(z)}{1 + 2 \int_z^{z_0} \frac{\hat{F}(z')}{\theta_a(z')} dz'}, \quad (12.25)$$

де

$$\hat{F}(z) = \frac{F(z) \beta(z_g)}{F(z_g) T^2(z_g, z_0)} \exp \left[-2 \int_z^{z_0} \sigma_m(z') (1 - \theta_a(z')^{-1} \theta_m) dz' \right].$$

Відношення (12.25) – одна з форм представлення розв'язання (12.21), який використовує величину $T^2(z_g, z_0)$.

Після обчислення $\langle \beta_a(\lambda, z) \rangle$ починається процедура відновлення. Вводяться оптичні коефіцієнти зворотного розсіювання для середніх величин $\langle \beta_a(\lambda, z) \rangle^{(k)}$ для всіх довжин хвиль лазерного зондування й коефіцієнт ослаблення $\langle \sigma_a(\lambda_R, z) + \sigma_a(\lambda_I, z) \rangle$, отриманий з Раманівського сигналу. Передбачається, що коефіцієнт ослаблення однаковий для всіх кроків процедури ітерації. В результаті отримуємо розмір функції розподілу аерозолі $f(r)^{(k)}$ для ітерації номер k .

Потім виконується обчислення за теорією Мі рівнянь (12.3), (12.4) з функцією $f(r)^{(k)}$ і визначаються лідарні відношення на довжинах хвиль зондування $\theta_a(\lambda)^{(k)}$.

Після цього перехід до наступної ітерації номер $k+1$ робиться за допомогою розв'язання (12.25) для одержання $\langle \beta_a(\lambda, z) \rangle^{(k+1)}$.

Процедура ітерації зупиняється, коли значення квадрата відносної різниці величин $\beta_a(\lambda, z)$ для двох наступних ітерацій стає меншим, ніж γ_{it} , яка визначається вхідними параметрами процедури.

При переході до наступного інтервалу прозорість $T(z_g, z_{j0+1})$ обчислюється згідно з рівнянням

$$T(z_g, z_{j0+1}) = T(z_g, z_{j0}) \exp \left[- \int_{z_{j0}}^{z_{j0+1}} \beta_a(z) / \theta_a dz \right]. \quad (12.26)$$

12.4.4 Представлення функції розподілу аерозолі

Для кожного інтервалу (z_i, z_{i+1}) представляється функція розподілу аерозолі $f(r)$, номер обраної моделі аерозолі атмосфери (якщо проводиться вибір моделі) і серія інтегральних параметрів спектра аерозолі.

Функція розподілу аерозолі представляється у вигляді гістограми.

Програма використовує три типи представлення функції розподілу аерозолі:

– розмір функції розподілу $fN(r) = dn / d \log r [cm^{-3}]$ – число часток аерозолі в одиниці об'єму повітря й на одиницю інтервалу $\log r$ (стовпець гістограми розподілу аерозолі);

– питома поверхня функції розподілу $fS(r) = ds / d \log r [\mu m^2 / cm^3]$ – питома поверхня часток аерозолі, що втримуються в одиниці об'єму повітря, віднесена до одиниці інтервалу $\log r$;

– питомий об'єм функції розподілу $fV(r) = dv / d \log r [\mu m^3 / cm^3]$ – кількість часток аерозолі, що втримуються в одиниці об'єму повітря, віднесений до одиниці інтервалу $\log r$.

Процедура відновлення повинна бути виконана для кожного обраного типу функції, оскільки критерій гладкості G не може бути виконаний для всіх типів функцій одночасно.

Виявляються також такі інтегральні параметри спектра аерозолі:

$$- \text{характеристичний радіус часток} \quad r_{32} = \frac{\int_{r_{\min}}^{r_{\max}} r^3 f_N(r) d(\log r)}{\int_{r_{\min}}^{r_{\max}} r^2 f_N(r) d(\log r)},$$

$[\mu m]$;

$$- \text{площа часток в одиниці об'єму повітря} \quad S = \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \frac{dS}{d \log r} d(\log r),$$

$[\mu m^2 / cm^3]$;

– кількість часток в одиниці об'єму повітря

$$V = \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \frac{dV}{d \log r} d(\log r), [\mu m^3 / cm^3];$$

– коефіцієнт ослаблення на довжині хвилі 532 nm , $[km^{-1}]$.

12.5 Застосування методу оптимальної параметризації

Вперше метод оптимальної параметризації (МОП) був успішно застосований у завданнях багатохвильового зондування аерозолі у верхній стратосфері. Отримані попередні дані про спектр розмірів та рахункову концентрацію аерозольних часток в інтервалі висот 14–27 км. При цьому поділ аерозольної й молекулярної компоненти розсіювання виконувався шляхом вирахування із сигналу молекулярної складової з використанням моделі стандартної атмосфери. За останніми оцінками Рассела, відхилення $\beta_M(z)$ від стандартних значень у заданому інтервалі висот можуть досягати 10–15 %, що може стати причиною неконтрольованих помилок. У зв'язку із цим запропонована нижче методика планування й обробки даних експерименту по багаточастотному зондуванню покликано виключити цей недолік. З іншого боку, використання програм МОП у процесі обробки даних дозволяє оптимізувати процедуру поділу компонент молекулярного й аерозольного розсіювання, зробивши її самоналаштованою. Вихідною для розгляду буде служити система рівнянь локації, яку можна записати у вигляді

$$\sigma(z_j) = \frac{F_j}{g(z_j)} \exp\left\{\Delta z_j \left[\sigma(z_{j-1}) + \sigma(z_j) \right]\right\}, \quad (12.27)$$

де
$$F_j = S(z_j) \beta_\pi(z_{j-1}) / S(z_{j-1}).$$

Зробимо попередньо одне зауваження відносно точності рівняння (12.25). Вважаючи, що систематичні помилки апаратного походження в значній мірі компенсуються видом функції F_j , то можна $\delta F_j = 0$, записати наступне співвідношення для взаємних відносних помилок визначення $\sigma(z)$ й $g(z)$ з рівняння (12.27):

$$\delta g(z_j) \approx \delta \sigma(z_j) (\tau_x - 1), \quad (12.28)$$

де $\tau_x = \sigma(z_j) \Delta z_j$.

Звідси випливає, що при $\tau_x \rightarrow 0$ $\delta \beta_\pi \rightarrow 0$. У загальному випадку цей факт відзначався й раніше, але в цьому конкретному алгоритмі він виражається в тому, що при розумному тимчасовому інтервалі обробки $2\tau_x \approx 0,05$ помилка в апріорному завданні $\delta g \approx 50\%$ призводить до помилки в оцінці β_π порядку $\delta \beta_\pi$ 1–2 %, у той же час $\delta \sigma \approx \delta g$. І, відповідно, якби нам вдалося визначити модельне значення індикатриси з точністю $\delta g \approx 1\text{--}2\%$, ми одержали б практично точне значення β_π .

Поряд з (12.27) оптичний експеримент із зондування аерозолію на декількох довжинах хвиль математично описується системою рівнянь відносно $\beta_a(\lambda_i)$, $i \sigma_a(\lambda_i)$, $i = 1, 2, \dots$:

$$\beta_a(\lambda_i) = \int_{\tau_1}^{\tau_2} K_\pi(r, \lambda_i) \pi r^2 f(r) dr; \quad (12.29)$$

$$\sigma_a(\lambda_i) = \int_{\tau_1}^{\tau_2} K_{gc}(r, \lambda_i) \pi r^2 f(r) dr. \quad (12.30)$$

У роботах [81, 90–95] запропонований і математично досліджений алгоритм розв'язання цієї системи, оснований на використанні (12.29) з наступним переходом до $\sigma_a(\lambda)$. Перехід від β_a до σ_a , здійснюваний на підставі розв'язанням зворотного завдання МОП, створює певний зв'язок між цими оптичними характеристиками, що неможливо з достатньою точністю при зондуванні на одній довжині хвилі. Метод оптимальної параметризації для оптичних вимірювань полягає у визначенні параметрів заданої аналітичної форми розподілу за мінімумом оптичної нев'язки. Як відмічалось раніше, мікрофізичні властивості фонового аерозолію задовільно описуються модифікованим гамма-розподілом часток за розміром. Опираючись на результати досліджень, визначимо особливості застосування МОП у рамках цього класу розподілів. Коефіцієнт зворотного розсіювання зручно виразити через величину повного геометричного перетину $\beta(r)$ й полідисперсний фактор ефективності K_π , записавши його у вигляді

$$\beta_\pi = BK_\pi(\lambda) = B \int_0^\infty K_\pi(r, \lambda) \varphi(r) dr, \quad (12.31)$$

$$\varphi(r) = \gamma \left(\frac{a+2}{\gamma} \right)^{\frac{a-3}{\gamma}} \exp \left[-\frac{a+2}{\gamma} \left(\frac{r}{r_s} \right)^\gamma \right] / \left[r_s \Gamma \left(\frac{a+3}{\gamma} \right) \left(\frac{r}{r_s} \right)^{a+2} \right], \quad (12.32)$$

де $\int_0^\infty \varphi(r) dr = 1$; r_s – модальний радіус.

Якщо мінімізувати функцію, що визначає ступінь близькості обмірюваної $\beta_\pi(\lambda_j)$ й модельної характеристики $\beta_\pi(\lambda_i)$, представити у вигляді

$$M(B, r_s, \alpha, \gamma) = \sum_{i=1}^n \left[\beta_\pi(\lambda_i) - \beta_\pi(\lambda_i) \right]^2, \quad (12.33)$$

то неважко побачити, що $M(B, r_s, \alpha, \gamma)$ за параметром B являє собою параболу й при будь-яких фіксованих значеннях параметрів $r_s^*, \alpha^*, \gamma^*$ значення B , що складає мінімум $M(B, r_s, \alpha, \gamma)$, визначається виразом

$$B = \sum_{i=1}^n \beta_{\pi}(\lambda_i) K_{\pi}(\lambda_i, r_s^*, \alpha^*, \gamma^*) \left| \sum_{i=1}^n K_{\pi}^2(\lambda_i, r_s^*, \alpha^*, \gamma^*) \right. \quad (12.34)$$

Тому для цієї системи параметрів доцільно спочатку оцінити r_s, α, γ , а потім визначити B , згідно з (12.34). Для цього зручніше перейти до відносних характеристик виду $\beta_{\pi}(\lambda_i) / \beta_{\pi}(\lambda_m)$, де λ_m відповідає найбільшому вимірюваному значенню оптичної характеристики. Тоді, в якості функції, що мінімізується, буде розглядатися вираз

$$M_1(r_s, \alpha, \gamma) = \sum_{\substack{i=1 \\ (i \neq 1)}} \left[\frac{\beta_{\pi}(\lambda_i)}{\beta_{\pi}(\lambda_m)} - \frac{K_{\pi}(\lambda_i, r_s, \alpha, \gamma)}{K_{\pi}(\lambda_i, r_s, \alpha, \gamma)} \right], \quad (12.35)$$

який не залежить від $B(r)$. Таке представлення функції, що мінімізується, дозволяє побудувати алгоритм обчислення оптимальних параметрів розподілу в такий спосіб. Методом якнайшвидшого координатного спуску мінімізується $M_1(r_s, \alpha, \gamma)$ і визначаються $r_s^*, \alpha^*, \gamma^*$. Потім для даних $r_s^*, \alpha^*, \gamma^*$ з виразу (12.34) обчислюється $B^*(r)$. За знайденими значеннями параметрів обчислюється функція $f(r)$ і потім усі наступні характеристики, у тому числі й $\sigma_a(r)$.

Ефективність алгоритму досліджувалася як у чисельних експериментах, так і при обробці даних натурних експериментів [82]. Найважливіший висновок, що впливає із цих експериментів, полягає в тому, що помилка визначення $\sigma_a(\lambda_i)$ як мінімум не гірша помилки виміру $B_a(\lambda_i)$. Слід звернути увагу ще на одну особливість методу, зазначену в [82]. Сутність її полягає в тому, що в низці випадків оцінка $f(r)$ може бути дуже грубою, особливо якщо форма реального розподілу не є одновершинною, у той час як одержуване значення другої оптичної характеристики цілком прийнятні. Це пояснюється тим, що β_a й σ_a визначаються інтегралами від $f(r)$ і, отже, малочутливі до особливостей поведінки $f(r)$ в інтервалі $[r_1, r_r]$.

Переходимо далі до безпосереднього планування експерименту із багаточастотного зондування молекулярної й аерозольної атмосфери з використанням МОП. Мінімальна кількість довжин хвиль λ_i , при якій МОП зберігає свою репрезентативність, становить $i = 3$. Питання їх

вибору з погляду максимальної інформативності вивчалось спеціально [98], однак можна вказати, що діапазон 0,4–1,0 мкм, крім відомих ліній коливально-обертального спектра H_2O, O_2 , цілком придатний для зондування безхмарної атмосфери.

Методологія дискретизації сигналу по ділянках $\Delta z_i, i = 1, 2, \dots, i$ послідовної обробки по шарах, починаючи з $j = 0$ зберігається. Для кожного послідовного відліку $S(z_i)$ обробка розпадається на ряд етапів. На попередньому етапі в основі розв'язання лежить система рівнянь вигляду (12.27), тобто

$$\beta_{\pi}^m(z_j, \lambda_i) = F_j \exp \left\{ \Delta z_j \left[\sigma(z_{j-1}) + \frac{\beta_{\pi}^{(m-1)}(z_j, \lambda_i)}{g_{\pi}(z_j, \lambda_i)} \right] \right\} \quad (12.36)$$

кожне з яких розв'язується незалежно відносно сукупних оптичних характеристик $\beta_{\pi}(\lambda_i)$ і $\sigma(\lambda_i)$. При цьому вважається, що $\beta_{\pi}^0(z_j) = \beta_{\pi}(z_{j-1})$ і $g_{\pi}(z_j) = g_{\pi}(z_{j-1})$.

Отримані значення характеристик $\beta_{\pi}(z_j, \lambda_i)$ служать підставою для побудови нової системи рівнянь:

$$\beta_{\pi}(\lambda_i)_i = a_i \beta_M(\lambda_i) + b_i \beta_a(\lambda), \quad i = 1, 2, 3 \quad (12.37)$$

у якій $a_1 = b_1 = 1; a_i = (\lambda_i / \lambda_1), i = 2, 3$.

Зробивши досить загальне припущення, вважаємо, що спектральна залежність $\mathbf{B}_a(\lambda_i)$ в обраних нами послідовних точках $\lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3$ задовольняє деякий статичний вираз

$$b_i = (\lambda_i / \lambda_1)^{\nu}, \nu > 0, i = 2, 3, \quad (12.38)$$

де ν – невідомий параметр.

Це припущення, що обмежує пошук розв'язання $B_a(\lambda)$ в класі монотонно мінливих функцій, досить переконливо підтверджується результатами численних вимірів. З урахуванням (12.38) система трансцендентних рівнянь (12.37) розв'язується відносно β_a, β_M й ν одним зі стандартних методів; пошук розв'язання полегшується тією обставиною, що область зміни відома.

Визначивши значення $\beta_a(z_j, \lambda_i)$, можна використовувати алгоритм МОП для корекції значень $\sigma_a(z_j, \lambda_i)$ і, відповідно, $g_a(z_j, \lambda_i)$. Знайдені величини $g_a(\lambda_i), b_i$ дають можливість подальшого залучен-

ня сформульованого раніше ітераційного методу знаходження коефіцієнтів аерозольного й молекулярного розсіювання:

$$a_i \beta_M(z_j, \lambda_i) + b_{ij} \beta_a(z_j, \lambda_i) = F_{i,j} \exp \left\{ \Delta z_j \left[\sigma(z_{j-1}, \lambda_i) + \frac{a_i \beta_M(z_j, \lambda_i)}{g_M} + \frac{b_{i,j} \beta_a(z_j, \lambda_i)}{g_a(z_j, \lambda_i)} \right] \right\}. \quad (12.39)$$

Розроблена схема розв'язання завдання поділу молекулярної й аерозольної компонент розсіювання (12.36) → (12.37) → (МОП) → (12.39) вільна від будь-яких припущень нефізичного характеру, не вимагає апріорної вимірювальної інформації про зондовану атмосферу й носить, таким чином, найбільш загальний характер із усіх розглянутих вище методик. Її громіздкість, що пов'язана з певною складністю програм МОП, не дозволяє рекомендувати її для поточних вимірів, погано забезпечених обчислювальною технікою. Однак вона може служити додатковим джерелом інформації про газові складові атмосфери і її термодинамічні характеристики при локації мікрофізичних параметрів аерозолі, дозволяючи тим самим повніше використовувати можливості складної техніки багатохвильового зондування. Маючи на увазі перспективу розвитку засобів багатохвильового оптичного зондування й у першу чергу розробку генераторів із широким діапазоном перебудови частот, слід вказати ще одну можливу область застосування отриманих результатів.

Дійсно, на результат роботи алгоритму на заключному етапі (12.39) впливає не тільки інформація про значення молекулярних і аерозольних коефіцієнтів розсіювання, але й характеристичний параметр, що визначає спектральну поведінку $\beta_a(z_j, \lambda_i)$ в обраних точках інтервалу зондування $[\lambda_1, \lambda_3]$ на кожній ділянці висот Δz_j .

Вважаючи, що монотонна зміна коефіцієнта аерозольного розсіювання в рамках отриманої залежності зберігається для всіх $\lambda \in [\lambda_1, \lambda_3]$, і роблячи послідовне апаратне сканування по спектру в межах $[\lambda_1, \lambda_3]$, можна встановити області, де будуть існувати різкі аномальні відхилення сигналу зворотного розсіювання, що виникає за рахунок ліній поглинання газових компонентів атмосфери.

Поставимо завдання відновити вертикальний профіль коефіцієнта молекулярного поглинання. Нехай істотне молекулярне поглинання має місце на довжині хвилі $\lambda \in [\lambda_1, \lambda_3]$. Тоді, якщо мати у своєму розпорядженні характеристики V і, відповідно, величини $\beta_a(z_j, \lambda_i) = (\lambda_m / \lambda_i)^v \beta_a(z_j, \lambda_1)$ і $\beta_M(z_j, \lambda_i) = (\lambda_m / \lambda_i)^4 \beta_M(z_j, \lambda_1)$, це завдання може бути вирішене таким простим шляхом:

$$\alpha_m(z_j, \lambda_m) = \frac{1}{\Delta z_j} \ln \left[\frac{\beta_a(z_j, \lambda_m) + \beta_M(z_j, \lambda_m)}{F_{i,j}} \right], \quad (12.40)$$

$$\text{де } F_{i,j}^* = \exp \left\{ \Delta z_j \left[\varepsilon(z_{j-1}, \lambda_m) + \frac{\beta_M(z_j, \lambda_m)}{g_M} + \frac{\beta_a(z_j, \lambda_m)}{g_a(z_j, \lambda_m)} \right] \right\};$$

$$\varepsilon(z_{j-1}, \lambda_m) = \sigma(z_{j-1}, \lambda_m) + \alpha_M(z_{j-1}, \lambda_m).$$

Значення індикатриси може бути визначене або повторним звертанням до алгоритму МОП, або інтерполяцією по заданих точках. Наразті, якщо знаходження опорного значення α_M ускладнюється, то можна допустити, що $\alpha_M(z_1) = \alpha_M(z_0)$ й почати визначення із (12.40).

Відсутність експериментальних даних, необхідних згідно з вимогами розглянутого алгоритму, знову потребує повернення до чисельного моделювання.

При аналізі розглянутого кола методик визначення молекулярної й аерозольної складових розсіювання при локаційному дослідженні атмосфери ми обмежувалися питаннями встановлення профілів $\beta_a(z)$ і $\beta_M(z)$. При цьому вважалося, що перехід від характеристик молекулярного розсіювання $\beta_M(z)$ або $\delta_M(z)$ до параметрів, що визначаються термодинамічний стан атмосфери (щільність, тиск, температура), не містить методологічних труднощів. Дійсно, побудова методів обробки локаційних сигналів, що використовують тільки молекулярну взаємодію, знімає багато неприємних припущень, обумовлених складною природою аерозольного розсіювання, і спрощує математичну сторону обчислювальних алгоритмів. Але малі перетини взаємодії комбінаційного розсіювання навіть основних газових компонентів атмосфери суттєво знижують практично реалізовану границю зондування, яка не перевищує звичайно декількох кілометрів приземного шару атмосфери [24–26]. Однак, якщо врахувати, що найбільші труднощі в реалізації більшості розглянутих вище методів багато хвильового зондування, що використовують аерозольне розсіювання, вносить саме облік варіацій $\delta_a(z, \lambda)$ у приземній атмосфері, то перспективи розв'язання поставленої проблеми слід пов'язувати, очевидно, з комплексуванням зазначених підходів, що потребує подальшого самостійного вивчення.

ВИСНОВКИ

1. Розв'язання рівняння переносу випромінювання в атмосфері є складним завданням, яке вимагає знання оптичних властивостей розсіювального атмосферного середовища, які задаються сукупністю оптичних або мікрофізичних параметрів аерозольних утворень, для яких важливими є відомості про форму, концентрацію, розподіл часток за розмірами і комплексний показник заломлення речовини часток відносно повітря. Оптична модель аерозольної атмосфери вважається відомою, якщо встановлені зв'язки між видом матриці розсіяння і параметрами, що характеризують метеорологічний стан атмосфери.

2. У випадку розсіяння випромінювання частками аерозолі всі 16 елементів матриці розсіяння в загальному випадку можуть бути різними. Симетрії властивостей часток або їх просторовий розподіл ведуть до скорочення числа незалежних елементів і перетворення деяких з них на нулі. Зокрема, для сферичних однорідних часток матриця розсіяння містить тільки чотири незалежні елементи. У практичних задачах, де можна знехтувати поляризаційними ефектами, для характеристики розсіяного поля можна використати тільки перший елемент матриці розсіяння – індикатрису розсіяння.

3. При розповсюдженні лазерного випромінювання в земній атмосфері його енергія виводиться з направленою потоку за рахунок різних явищ. При цьому основні енергетичні втрати обумовлені молекулярним і аерозольним розсіянням. На сьогодні вже розроблені методи кількісного визначення коефіцієнтів поглинання як із експериментальних даних, так із теоретичних розрахунків практично для будь-яких ділянок спектра, в які потрапляє випромінювання тих або інших лазерів. Таким чином, якщо спектр випромінювання лазера відомий з достатньою точністю, то поглинання його випромінювання атмосферними газами може бути заздалегідь кількісно визначене для будь-яких реальних умов в атмосфері.

4. Із всього різноманіття методів і систем для зондування і контролю атмосферного середовища, або дослідження газових сумішей і потоків дисперсних частинок в технологічних умовах, за умов розсіяння у атмосферному середовищі найбільш доцільними є системи лідарного контролю різних типів, що реалізують розсіяння на аерозольних частинках, комбінаційне розсіяння, флуоресценцію і диференціальне поглинання лазерного випромінювання молекулами газів. Прийняття рішення про доцільність використання однієї із подібних систем вимагає детального дослідження метрологічних характеристик таких лідарів і впливу на них умов експлуатації. Тільки в цьому випа-

дку можна зменшити похибку вимірювань і підвищити їх достовірність при збереженні заданої продуктивності.

5. Значне число завдань лазерного зондування атмосфери можна описати за допомогою лідарного рівняння, яке враховує залежність послаблення лазерного випромінювання від властивостей досліджуваного середовища, часу інтегрування фотоприймача і тривалості лазерного імпульсу. У загальному випадку складність інтерпретації інформації, що поступає від лідача, значною мірою залежить від геометрії завдання і оптичних характеристик об'єкта дослідження.

6. Комбінаційне розсіяння (КР) випромінювання є ефективним методом дослідження будови молекул і їх взаємодії з навколишнім середовищем. Важливо, що спектр КР і спектр ІК-поглинання не дублюють один одного, оскільки визначаються різними правилами відбору. Зіставлення частот, спостережуваних в спектрі КР і ІК-спектрі однієї і тієї ж сполуки, дозволяє судити про симетрію нормальних коливань і, отже, про симетрію молекули в цілому і її структуру. Специфічність спектрів КР окремих сполук дозволяє ідентифікувати їх і виявляти в сумішах. Тому найчастіше КР застосовують для дистанційного контролю димових шлейфів труб, концентрації складових, в яких є типовою для малих складових в атмосфері. Метод КР дозволяє визначити відношення концентрації будь-якої складової до концентрації деякої стандартної компоненти (наприклад, азоту) по відношенню сигналів КР при умові, що відношення перетинів розсіяння відоме.

7. Сучасні пересувні КР-лідари можуть визначати на відстані в сотні метрів концентрації забруднюючих атмосферу газів, порядку декількох частинок на мільйон основних молекул атмосфери. Тому КР-лідари можуть бути використані для контролю стану атмосфери в місті і в промислових районах. Більше того, вони також здатні виконувати спостереження за розповсюдженням антропогенних викидів із джерел викидів паливно-енергетичних установок, підприємств та транспорту, газовидобування тощо.

8. Випромінювання лазерів, призначених для використання в пристроях для зондування і локації, повинно припадати на ділянки спектра, зайняті широкими вікнами прозорості атмосфери, а ще краще, якщо воно в межах цих вікон потрапляє в проміжки між слабкими лініями поглинання, або мікрівікна прозорості атмосфери. При цьому довжини хвиль випромінювання мають бути стабілізовані з достатньо високою точністю, особливо якщо вони знаходяться на близькій відстані від ліній поглинання газів.

9. Розглянуто процес трансформації лазерного випромінювання в атмосфері та вплив на нього різних впливних факторів атмосферного світорозсіювального середовища. Зроблено аналіз рівняння лазерного

зондування атмосфери та отримано лідарне рівняння для однократного розсіювання, за допомогою якого можна визначити потужність трансформованого лазерного імпульсу.

10. На прикладі лазерного зондування атмосферних аерозолів знайдено вираз для визначення загальної розсіяної потужності лазерного імпульсу, який реєструється приймальним телескопом лідарної системи.

11. Запропоновано математичну модель формування спектрополяриметричних зображень оптично м'яких частинок полідисперсних середовищ за допомогою методу Монте-Карло та гібридної апроксимації, що дозволила врахувати як особливості параметрів світлорозсіювання, що визначаються тривимірною формою їх поверхні, так і складною внутрішньою будовою.

12. Отримані профілі оптичних і мікрофізичних параметрів аерозолу свідчать про те, що багатохвильове зондування є ефективним засобом вивчення просторово-часової мінливості функцій розподілу частинок аерозолу за розмірами. Відновлені функції $\varphi(r)$ у кількісному і якісному вигляді добре узгоджуються із результатами прямих (контактних) мікрофізичних досліджень атмосферного аерозолу. Вимірювання сигналів зворотного розсіювання дозволяє визначати не тільки структуру, але й масову концентрацію аерозолу.

13. Характер спектральних і висотних залежностей показника аерозольного послаблення поблизу промислових районів, отриманих протягом декількох днів спостереження лідарним методом, свідчить про мінливість аерозольних часток, породжених у промисловій зоні міста, при цьому висотний профіль показника послаблення поблизу промислових зон також різко змінюється за часом і висотою.

14. Спектральні оптичні характеристики можна використовувати для оцінки структури аерозолу. Метод лінійних оцінок дозволяє при вимірюванні вертикальних профілів показників зворотного розсіювання $\beta_a(h, \lambda)$ на двох довжинах хвиль визначати: профілі об'ємної концентрації C_v , середнього перерізу C_s , середнього об'ємно-поверхневого радіуса r_{32} .

15. Зіставлення отриманих результатів із результатами математичного моделювання індикатрис розсіювання гомогенних сферичних частинок на основі теорії Мі показало, що механізми формування профілів аерозольних характеристик у шарі активного турбулентного обміну атмосфери цілком збігаються з варіантом CONT-1 тропосферної моделі SRA-84.

ЛІТЕРАТУРА

1. Привалов В. Е. Параметры лидаров для дистанционного зондирования газовых молекул и аэрозоля в атмосфере : учебное пособие / В. Г. Шеманин, В. Е. Привалов – СПб : Балт. гос. техн. ун-т, 2001. – 56 с.
2. Межерис Р. Лазерное дистанционное зондирование / Р. Межерис. – М. : Мир, 1987. – 550 с.
3. Зуев В. Е. Распространение лазерного излучения в атмосфере / В. Е. Зуев. – М. : Радио и связь, 1981. – 288 с.
4. Григоруку В. І. Лазерна фізика: підруч. для студ. вищ. навч. закл. / В. І. Григоруку, П. А. Коротков, А. І. Хижняк. – 2-е вид. – К. : МП Леся, 1999. – 528 с.
5. Аксененко М. Д. Приемники оптического излучения / М. Д. Аксененко, М. Л. Бараночников. – М. : Радио и связь, 1987. – 296 с.
6. Antipina T. V. Proc. International Aerosol Symposium. Technology / T. V. Antipina, A. F. Kokkoz, I. G. Stratiev, G. I. Turkina, V. G. Shemanin. – Moscow, 1994. – P. 1220–1233.
7. Справочник по лазерам. – Т. 1 / Под ред. А. М. Прохорова. – М. : Советское радио, 1978. – 504 с.
8. Иванов А. П. Многофункциональные лидарные системы / А. П. Иванов, И. А. Малевич, А. П. Чайковский. – Минск : Университетское, 1986. – 286 с.
9. Лазерный контроль атмосферы / Под ред. Э. Д. Хинкли. – М. : Мир, 1979. – 416 с.
10. Захаров В. М. Лидары и исследование климата / В. М. Захаров, О. К. Костко, С. С. Хмелевцов. – Л. : Гидрометеоздат, 1990. – 320 с.
11. Наац И. Э. Теория многочастотного лазерного зондирования атмосферы / И. Э. Наац. – Новосибирск : Наука, 1980. – 155 с.
12. Зуев В. Е. Обратные задачи лазерного зондирования атмосферы / В. Е. Зуев, И. Э. Наац. – Новосибирск : Наука, 1982. – 240 с.
13. Зуев В. Е. В кн. : Дистанционное зондирование атмосферы / В. Е. Зуев, Г. М. Кренов, У. М. Крекова. – Новосибирск : Наука, 1980. – С. 3–40.
14. Иванов А. П. Тез. докл. УП Всесоюз. симпозиума по лазерному и акустическому зондированию атмосферы / А. П. Иванов, А. П. Чайковский, В. Н. Щербаков. – Томск, 1982. – Ч. 1. – С. 53–57.

15. Чайковская Л. И. О формировании поляризационных характеристик в рассеивающих средах // Рассеяние и поглощение света в природных и искусственных дисперсных средах. – Мн. : ИФ АН Беларуси, 1991. – С. 110–140.
16. Чандрасекар С. Перенос лучистой энергии / С. Чандрасекар. – М. : ИЛ., 1953. – 431 с.
17. Соболев В. В. О поляризации рассеянного света / В. В. Соболев. – Уч., зап. ЛГУ. – 1949. – № 16.
18. Шифрин К. С. Рассеяние света в мутной среде / К. С. Шифрин. – М.; Л. : ГИТТЛ, 1954. – 288 с.
19. Ван де Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами / Г. Ван де Хюлст. – М. : ИЛ., 1961. – 536 с.
20. Зеге Э. П. Изв. АН СССР / Э. П. Зеге, Л. И. Чайковская // Сер. ФАО. – 1981. – Т. 17. – № 6. – С. 604–613.
21. Зеге Э. П. Перенос изображения в рассеивающей среде / Э. П. Зеге, А. П. Иванов, И. Л. Кацев. – Мн. : Наука и техника, 1985. – 327 с.
22. Чайковская Л. И. Оптика атмосферы / Л. И. Чайковская. – 1989. – Т. 2. – № 10. – С. 1025–1033.
23. Аксененко М. Д. Приемники оптического излучения / М. Д. Аксененко, М. Л. Бараночников. – М. : Радио и связь, 1987. – 296 с.
24. Петрук В. Г. Спектрофотометрія світлорозсіювальних середовищ (теорія і практика оптичного вимірювального контролю) : моногр. (ч. II) / В. Г. Петрук. – Вінниця : Універсум–Вінниця. – 2000. – 207 с.
25. Иванов А. П. Оптика рассеивающих сред / А. П. Иванов. – Мн. : Наука и техника. – 1969. – 592 с.
26. Зуев В. Е. Лазерные навигационные устройства / В. Е. Зуев, В. Я. Фадеев. – М. : Радио и связь. – 1987. – 160 с.
27. Розенберг Г. В. Возникновение и развитие атмосферного аэрозоля – кинетически обусловленные параметры / Г. В. Розенберг // Изв. АН СССР. ФАО. – 1983. – Т. 19, № 1. – С. 29–34.
28. Креков Г. М. Оптико-локационная модель континентального аэрозоля / Г. М. Креков, Р. Ф. Рахимов. – Новосибирск : Наука. – 1982. – 197 с.
29. Иванов А. П. Оптика рассеивающих сред / А. П. Иванов. – Минск : Наука и техника. – 1969. – 592 с.

30. Ослабление лазерного излучения в гидрометеорах / [В. П. Бисярин, А. В. Соколов, Е. В. Сухонин и др.]. – М. : Наука, 1977. – 176 с.
31. Фейгельсон Е. А. Лучистый теплообмен и облака / Е. А. Фейгельсон. – Л. : Гидрометеиздат. – 1970. – 242 с.
32. Оптические параметры атмосферного аэрозоля / [Г. В. Розенберг, Г. И. Горчаков, Ю. С. Георгиевский, Ю. С. Любовцева] // Физика атмосферы и проблемы климата. – М. : Наука. – 1980. – 320 с.
33. Пхалагов Ю. А. Сопоставление эмпирических моделей атмосферной дымки и их применимости для расчета ослабления оптической радиации / Ю. А. Пхалагов // Распространение оптических волн в неоднородных средах. – Томск : ТГУ. – 1983. – С. 140–153.
34. Филипов В. Л. Статистические характеристики ослабления видимой и ИК радиации в приземном слое атмосферы / В. Л. Филипов, А. С. Макаров, В. П. Иванов // Изв. АН СССР. ФАО. – 1979. – Т. 15, № 3. – С. 257–265.
35. Іщенко В. А. Метод контролю токсичних газових сумішей / В. А. Іщенко, В. Г. Петрук, І. В. Васильківський // Вісник Одеської державної академії будівництва та архітектури. Ч. 1. Міжрегіональні проблеми екологічної безпеки. – 2008. – Вип. № 29. – С. 107–112.
36. Пат. України № 34078 МПК₇ G01N 21/61 Інфрачервоний газоаналізатор / Петрук В. Г., Іщенко В. А.; заявл. 07.03.2008 ; опубл. 25.07.2008 ; Бюл. № 14. – 4 с.
37. Петрук В. Г. Дослідження антистоксового поглинання гуморальними середовищами за допомогою спектрополяриметричних методів / В. Г. Петрук, С. М. Кватернюк, І. В. Васильківський // Збірник матеріалів IV Міжнародної конференції з оптоелектронних інформаційних технологій «Photonics–ODS 2008». – Вінниця, 30 вересня–2 жовтня 2008 р. – С. 56.
38. Петрук В.Г. Дослідження розсіяння світла аерозольними частками / В. Г. Петрук, С. М. Кватернюк, І. В. Васильківський // Збірник матеріалів IV Міжнародної конференції з оптоелектронних інформаційних технологій «Photonics–ODS 2008». – Вінниця, 30 вересня–2 жовтня 2008 р. – С. 130.
39. Петрук В. Г. Визначення оптичних параметрів рідин за допомогою спектрофотополяриметрії / В. Г. Петрук, С. М. Кватернюк, І. В. Васильківський // Збірник матеріалів IX Міжнародної конференції «Контроль і управління в складних системах (КУСС–2008)». – Вінниця, 21–24 вересня 2008 р. – Т. 2.1. – С. 18.

40. Инженерная экология : учебник / Под ред. проф. В. Т. Медведева. – М. : Гардарики, 2002. – 687 с.
41. Зуев В. Е. Дистанционное оптическое зондирование атмосферы / В. Е. Зуев, В. В. Зуев. – СПб. : Гидрометеиздат, 1992.
42. Лазерное зондирование промышленных аэрозолей / [В. Е. Зуев, Б. В. Кауль, И. В. Самохвалов и др.]. – Новосибирск : Наука, 1986.
43. Иванов В. И. Многофункциональные лидарные системы / В. И. Иванов, И. А. Малевич, А. П. Чайковский. – Мн. : Университетское, 1986. – 286 с.
44. Чайковский А. П. Исследование структуры атмосферного аэрозоля методом спектрально-поляризационного лазерного зондирования. Рассеяние и поглощение света в природных и искусственных средах / А. П. Чайковский. – Мн. : Институт физики АН БССР им. Б. И. Степанова, 1991. – 431 с.
45. Иванов А. П. Лазерный луч исследует атмосферу / А. П. Иванов, А. П. Чайковский. – Печатается по решению РИСО ИФ НАН Беларуси – Институт физики НАНБ. – 2002.
46. A preliminary cloudless standard atmosphere for radiation computation. International Association for Meteorology and Atmospheric Physics. Radiation Commission. – Boulder–Colorado, USA. – 1984. – P. 53.
47. Лидарные системы и их оптико–электронные элементы / [Ю. М. Андреев, В. Г. Воеводин, П. П. Гейко и др.] / Под общей ред. чл. – кор. РАН М. В. Кабанова. – Томск : Изд-во Института оптики атмосферы СО РАН. – 2004. – 526 с.
48. Привалов В. Е. Параметры лидаров для дистанционного зондирования газовых молекул и аэрозоля в атмосфере : учеб. пособ. / В. Е. Привалов, В. Г. Шеманин. – СПб. : Балт. гос. техн. ун-т. – 2001. – 56 с.
49. Аршинов Ю. Ф. КР–лидар для дистанционного контроля промышленных загрязнений атмосферы. Региональный мониторинг атмосферы. Ч.2. Новые приборы и методики измерений / Ю. Ф. Аршинов, С. М. Бобровников. – Томск : Изд-во СО РАН, 1997. – С. 112–130.
50. Петрук В. Г. Фізико-хімічний механізм антистоксового поглинання гуморальними середовищами з позицій координатної теорії кристалічного поля / В. Г. Петрук / Вісник Вінницького політехнічного інституту, 1995. – № 2. – С. 78–82.

51. Тучин В. В. Исследование биотканей методами светорассеивания / В. В. Тучин // Успехи физических наук. – 1997. – Т. 165. – Вып. 5. – С. 517–539.
52. Борен К. Поглощение и рассеяние света малыми частицами / К. Борен, Д. Хафмен. – М. : Мир. – 1986. – 664 с.
53. Лопатин В. Н. Введение в оптику взвесей клеток / В. Н. Лопатин, Ф. Я. Сидько. – Новосибирск : Наука. – 1988. – 240 с.
54. Соболев И. М. Метод Монте-Карло / И. М. Соболев. – М. : Наука. – 1968. – 64 с.
55. Аззам Р. Эллипсометрия и поляризованный свет / Р. Аззам, Н. Башара. – М. : Мир. – 1981. – 583 с.
56. Спектрополяриметричні методи та засоби дослідження параметрів неоднорідних середовищ / [В. Г. Петрук, І. В. Васильківський, А. П. Іванов, В.В. Барун] // Оптико-електронні інформаційно-енергетичні технології. – 2009. – № 1(17). – С. 128–131.
57. Контрольно-вимірювальна система для дослідження оптичних параметрів біотканин / [В. Г. Петрук, Г. О. Черноволик, С. М. Кватернюк і ін.] // Вісник Вінницького політехнічного інституту. – 2006. – № 5. – С. 18–21.
58. Пат. 58696 : МПК (2006) : G01N 21/21 Поляриметр зображення / О. М. Крунич, І. В. Бережний, О. Г. Влох, Р. О. Влох ; власник патенту Інститут фізичної оптики Міністерства освіти і науки України. – № 2002075690 ; заявл. 10.07.02 ; опубл. 15.08.03, Бюл. № 8. – 5 с.
59. Пат. 35499 : МПК (2006) : G01N 21/21 Поляриметр зображення / В. Г. Петрук, С. М. Кватернюк, А. П. Іванов, В. В. Барун ; власник патенту Вінницький національний технічний університет. – № u200804100 ; заявл. 01.04.08 ; опубл. 25.09.08, Бюл. № 18 (кн. 2). – 2 с.
60. Снопко В. Н. Поляризационные характеристики оптического излучения и методы их измерения / В. Н. Снопко. – Мн. : Наука і техника, 1992. – 336 с.
61. Аксенов Е. Т. Модифицированный лазерный дифрактометр для исследования биологических микрообъектов / Е. Т. Аксенов, Д. В. Мокрова // Письма в ЖТФ. – 2008. – Т. 34. – Вып. 20. – С. 38–43.
62. George C. Giakos Multifusion Multispectral Lightwave Polarimetric Detection Principles and Systems / C. George // IEEE transactions on instrumentation and measurement. – Vol. 55, No. 6. – 2006. – P. 1904–1912.

63. Kent G. S. A review of laser radar measurements of atmospheric properties / G. S. Kent, R. W. H. Wright. – J. Atm. Terr. Phys. – 1970. – Vol. 32, No. 6. – P. 917–943.
64. Захаров В. М. Метеорологическая лазерная локация / В. М. Захаров, О. К. Костко. – Л. : Гидрометеоздат. – 1977. – 223 с.
65. Григорук В. І. Лазерна фізика : підруч. для студ. вищ. навч. закл. / В. І. Григорук, П. А. Коротков, А. І. Хижняк. – 2-е вид. – К. : МП Леся. – 1999. – 528 с.
66. Ослабление лазерного излучения в гидрометеорах / [В. П. Бисярин, А. В. Соколов, Е. В. Сухонин и др.]. – М. : Наука. – 1977. – 176 с.
67. Фейгельсон Е. А. Лучистый теплообмен и облака / Е. А. Фейгельсон. – Л. : Гидрометеоздат. – 1970. – 242 с.
68. Оптические параметры атмосферного аэрозоля / [Г. В. Розенберг, Г. И. Горчаков, Ю. С. Георгиевский, Ю. С. Любовцева] // Физика атмосферы и проблемы климата. – М. : Наука, 1980. – 320 с.
69. Іщенко В. А. Метод контролю токсичних газових сумішей / В. А. Іщенко, В. Г. Петрук, І. В. Васильківський // Вісник Одеської державної академії будівництва та архітектури. Ч. 1. Міжрегіональні проблеми екологічної безпеки. – 2008. – Вип. № 29. – С. 107–112.
70. Петрук В. Г. Лідар комбінаційного розсіяння світла / В. Г. Петрук, С. М. Кватернюк, І. В. Васильківський // Збірник матеріалів ІV Міжнародної конференції з оптоелектронних інформаційних технологій «Photonics–ODS 2008». – Вінниця, 30 вересня–2 жовтня 2008 р. – С. 132.
71. Методика неінвазійних спектрополяризаційних досліджень біотканин та неоднорідних середовищ / [В. Г. Петрук, С. М. Кватернюк, А. П. Іванов, В. В. Барун] // Збірник матеріалів ІХ Міжнародної конференції «Контроль і управління в складних системах (КУСС–2008)». – Вінниця, 21–24 вересня 2008 р. – Т. 2.1. – С. 19.
72. Петрук В. Г. Аналіз систем лідарного контролю атмосферного середовища / В. Г. Петрук, І. В. Васильківський, С. М. Кватернюк // Збірник матеріалів ІХ Міжнародної конференції «Контроль і управління в складних системах (КУСС–2008)». – Вінниця, 21–24 вересня 2008 р. – Т. 2.3. – С. 19.
73. Петрук В. Г. Аналіз рівняння лазерного зондування атмосфери для однократного розсіяння / В. Г. Петрук, І. В. Васильківський, С. М. Кватернюк // Збірник матеріалів ІХ Міжнародної конференції

«Контроль і управління в складних системах (КУСС–2008)». – Вінниця, 21–24 вересня 2008 р. – Т. 2.3. – С. 15.

74. Високочутливий засіб контролю малих концентрацій газів на основі методу інтегральної сфери. Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата технічних наук / В. А. Іщенко. – Вінниця : ВНТУ. – 2009. – 171 с.

75. Спектрополяриметричні методи та засоби дослідження параметрів гуморальних середовищ / [В. Г. Петрук, І. В. Васильківський, С. М. Кватернюк і ін.] // Оптико-електронні інформаційно-енергетичні технології. – 2009. – № 1(17). – С. 128–131.

76. Пат. Республіки Беларусь № 5299 от 30.06.2009 Спектральный поляриметр изображения для диагностики сред биомедицинского происхождения / В. Г. Петрук, А. П. Иванов, С. М. Кватернюк, В. В. Барун. – Заявка № u20080575 от 17.07.2008.

77. Барун В. В. Моделирование влияния эпидермиса на перенос света и тепла в каждом покрове. Проблемы оптической физики и биофотоники. Материалы 12-й Международной молодежной научной школы по оптике, лазерной физике и биофотонике / В. В. Барун, А. П. Иванов, В. Г. Петрук, С. М. Кватернюк, И. В. Васильковский. – Саратов : Изд-во «Новый ветер». – 2009. – 234 с. : ил. – С. 69–78.

78. Барун В. В. Спектральные особенности распространения света в морской воде с сильно поглощающими водорослями. Проблемы оптической физики и биофотоники. Материалы 12-й Международной молодежной научной школы по оптике, лазерной физике и биофотонике / В. В. Барун, А. П. Иванов, В. Г. Петрук, С. М. Кватернюк, И. В. Васильковский. – Саратов : Изд-во «Новый ветер». – 2009. – 234 с. : ил. – С. 78–85.

79. Васильківський І. В. Лідарна системи пожежної сигналізації для охорони лісових ресурсів / І. В. Васильківський // Збірник наукових статей «II-го Всеукраїнського з'їзду екологів з міжнародною участю». – Вінниця, 2009. – С. 266–271.

80. Петрук В. Г. Лідарний контроль параметрів атмосфери Збірник наукових статей «II-го Всеукраїнського з'їзду екологів з міжнародною участю» / В. Г. Петрук, І. В. Васильківський, С. М. Кватернюк. – Вінниця, 2009. – С. 271–275.

81. Лідарний екологічний моніторинг атмосфери / [А. П. Иванов, А. П. Чайковський, В. Г. Петрук і ін.] // Збірник наукових статей «II-го

Всеукраїнського з'їзду екологів з міжнародною участю». – Вінниця, 2009. – С. 275–280.

82. Развитие неинвазивных методов диагностики биотканей по рассеянному излучению / [А. П. Иванов, В. В. Барун, В. П. Дик и др.] // Збірник наукових статей «II-го Всеукраїнського з'їзду екологів з міжнародною участю». – Вінниця, 2009. – С. 291–294.

83. Особенности спектрофотометрической диагностики суспензии эритроцитов / [А. П. Иванов, В. В. Барун, В. П. Дик и др.] // Збірник наукових статей «II-го Всеукраїнського з'їзду екологів з міжнародною участю». – Вінниця, 2009. – С. 294–298.

84. Васильківський І. В. Метрологічне забезпечення систем ліда-рного контролю атмосфери / І. В. Васильківський // Збірник наукових статей «II-го Всеукраїнського з'їзду екологів з міжнародною участю». – Вінниця, 2009. – С. 331–335.

85. Засоби автоматизованого контролю оптично м'яких частинок гуморальних середовищ на основі методу спектрополяризаційних зображень / [В. Г. Петрук, С. М. Кватернюк, І. В. Васильківський і ін.] // Збірник наукових статей «II-го Всеукраїнського з'їзду екологів з міжнародною участю». – Вінниця, 2009. – С. 341–345.

86. Петрук В. Г. Характеристика лідарних досліджень стандартних параметрів атмосфери / В. Г. Петрук, І. В. Васильківський, С. М. Кватернюк // Збірник наукових статей «II-го Всеукраїнського з'їзду екологів з міжнародною участю». – Вінниця, 2009. – С. 346–350.

87. Іщенко В. А. Високочутливі засоби контролю малих концентрацій газів : моногр. / В. А. Іщенко, В. Г. Петрук. – Вінниця : УНІВЕРСУМ–Вінниця, 2010. – 152 с.

88. Кватернюк С. М. Спектрополяриметричний метод та автоматизований засіб контролю концентрацій частинок полідисперсних водних середовищ. Автореф. на здобуття наук. ступ. канд. техн. наук : спец. 05.11.13 «Прилади і методи контролю та визначення складу речовин» / С. М. Кватернюк ; Вінницький національний технічний університет. – Вінниця, 2010. – 20 с.

89. Контроль стану водних об'єктів як полідисперсних середовищ на основі методу спектрополяриметричних зображень / [В. Г. Петрук, С. М. Кватернюк, А. П. Иванов та ін.] // Екологія та промисловість. – 2010. – № 2. – С. 77–81.

90. Метод та прилад контролю стану полідисперсних водних середовищ за спектрополяриметричними зображеннями частинок /

[В. Г. Петрук, С. М. Кватернюк, В. М. Ночвай та ін.] // Вісник Житомирського інженерно-технологічного інституту. Серія : Технічні науки. – 2010. – № 1. – С. 119–124.

91. Математичне моделювання індикатрис розсіювання частинок полідисперсних водних середовищ / [В. Г. Петрук, С. М. Кватернюк, І. В. Васильківський та ін.] // Вісник Вінницького політехнічного інституту. – 2010. – № 2. – С. 9–13.

92. Контроль стану водних об'єктів методом Зелінки–Марвана з використанням спектрополяриметричних зображень частинок фітопланктону / [О. О. Цвенько, С. М. Кватернюк, Я. В. Мороз та ін.] // Географія, геоecологія, геологія : досвід наукових досліджень : VII міжнар. наук. конф., 11–14 травня 2010 р. : матеріали конф. – Дніпропетровськ, 2010. – С. 142–143.

93. Васильківський І. В. Математичне моделювання індикатрис розсіювання частинок полідисперсних водних середовищ / І. В. Васильківський, В. Г. Петрук, С. М. Кватернюк // Вісник Вінницького політехнічного інституту. – 2010. – № 1. – С. 30–38.

94. Лідарний екологічний моніторинг атмосферного аерозолі / [В. Г. Петрук, С. М. Кватернюк, І. В. Васильківський та ін.] // Вісник Вінницького політехнічного інституту. – 2010. – № 3. – С. 7–14.

95. Пат. України №52754 : МПК (2006), G01N 21/21 Пристрій для контролю стану полідисперсних біологічних рідин на основі спектрополяриметричних зображень їх частинок / В. Г. Петрук, С. М. Кватернюк, А. П. Іванов, В. В. Барун ; власник Вінницький національний технічний університет. – № u2010019310; заявка 22.02.10; опубл. 10.09.10, Бюл. № 17. – 3 с.

96. Пат. Республіки Беларусь № 6732 : МПК (2006), G01N 21/21 Устройство для контроля полидисперсных биологических жидкостей / В. В. Барун, А. П. Иванов, В. Г. Петрук, С. М. Кватернюк ; Заявитель и патентообладатель Государственное научное учреждение Институт физики им. Степанова НАН Беларуси. – № 20100259; заявка 17.03.10, опубл. 30.10.2010, Бюл. № 10. – 4 с.

*Наукове електронне видання
комбінованого використання.
Можна використовувати в локальному та мережному режимах*

**Петрук Василь Григорович
Васильківський Ігор Володимирович
Кватернюк Сергій Михайлович**
**ДИСТАНЦІЙНИЙ СПЕКТРОПОЛЯРИМЕТРИЧНИЙ
КОНТРОЛЬ ПОЛІДИСПЕРСНИХ АЕРОЗОЛЬНИХ
СЕРЕДОВИЩ В ЕКОЛОГІЧНОМУ МОНІТОРИНГУ**

Монографія

Редактор Н. Мазур
Оригінал-макет підготовлено І. Васильківським

Підписано до виготовлення 21.03.2016 р.

Системні вимоги:
процесор Pentium; 512 Mb RAM;
Windows XP, 7, 8, 10;
Acrobat Reader 6.0+.

Один електронний оптичний диск (CD-ROM); Обсяг даних 4,71 Мб.
Наклад 100 (1-й запуск 1–30) прим. Зам. № E2016-02.

Видавець та виготовлювач – Вінницький національний технічний університет,
Комп'ютерний інформаційно-видавничий центр.
Хмельницьке шосе, 95, ВНТУ, ГНК, к. 114, м. Вінниця, 21021,
тел.: (0432) 59-85-32, 59-81-59.
publish.vntu.edu.ua; *email*: kivc.vntu@gmail.com.

Свідоцтво суб'єкта видавничої справи
серія ДК № 3516 від 01.07.2009 р.